DIE METHODE

DER

HOHEN INTERFERENZEN

IN IHRER VERWENDBARKEIT FÜR ZWECKE DER

QUANTITATIVEN SPECTRALANALYSE.

HABILITATIONSSCHRIFT

DER

HOHEN PHILOSOPHISCHEN FACULTÄT

DER

K. FRIEDRICH-ALEXANDER-UNIVERSITÄT ERLANGEN

ZUR

ERLANGUNG DER VENIA LEGENDI

VORGELEGT

VON

Dr. HERMANN EBERT.

MIT EINER TAFEL.

LEIPZIG,
DRUCK VON METZGER & WITTIG.
1888.

DIE METHODE

DER

HOHEN INTERFERENZEN

IN IHRER VERWENDBARKEIT FÜR ZWECKE DER

QUANTITATIVEN SPECTRALANALYSE.

HABILITATIONSSCHRIFT

DER

HOHEN PHILOSOPHISCHEN FACULTÄT

DER

K. FRIEDRICH-ALEXANDER-UNIVERSITÄT ERLANGEN

ZUR

ERLANGUNG DER VENIA LEGENDI

VORGELEGT

VON

Dr. HERMANN EBERT.

MIT EINER TAFEL.

LEIPZIG,

DRUCK VON METZGER & WITTIG.

1888.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546422_0051

I. Methode.

Als es Fresnel[1]) gelungen war, die Interferenzphänomene mit Hülfe der Principien der Undulationstheorie vollständig zu erklären, erkannte man bald, dass die Interferenzfähigkeit des von irgend einer Lichtquelle ausgesandten Lichtes an eine gewisse Grenze gebunden sein müsste. Schon Fresnel selbst wies darauf hin, dass man zwei von demselben leuchtenden Theilchen ausgegangene Strahlen, welche, nachdem sie verschiedene Wege durchlaufen haben, unter merklich derselben Richtung wieder aufeinander treffen, zur Interferenz nur mit Gangunterschieden bis zu einer gewissen Höhe bringen könne, und zwar wegen des steten Wechsels der Schwingungszustände, welchen wir bei den einzelnen leuchtenden Theilchen voraussetzen müssen. Er fand, dass die Interferenzen undeutlich wurden und schliesslich ganz verschwanden bei Gangunterschieden, welche einige hundert Wellenlängen betrugen. Indessen war das von ihm zu diesen Versuchen verwendete Licht, welches er durch Ausblenden mittelst eines rothen Glases aus weissem Lichte erhielt, nur in sehr geringem Grade homogen, und das beobachtete Verschwinden der Interferenzstreifen konnte ebenso gut durch eine Uebereinanderlagerung der verschiedenen, den einzelnen Elementarstrahlen des benutzten Complexes zukommenden Interferenzsystemen herbeigeführt sein. Brewster[2]) erkannte in der Kochsalzflamme eine Lichtquelle von grosser Homogenität; er konnte mit derselben bis zu Gangunterschieden von 500 Wellenlängen aufsteigen. Dass damit aber noch bei weitem nicht die wirkliche Grenze der Interferenzfähigkeit des Lichtes erreicht war, zeigten die Untersuchungen von

1) Fresnel, Oeuvres complètes **1.** p. 9. 1815.
2) Brewster, Edinb. Trans. **9.** II. p. 484. 1828.

Fizeau und Foucault.[1]) Bei der prismatischen Zerlegung des durch die Interferenz einer Reihe von Strahlen modificirten Sonnenlichtes traten dunkle Streifen auf, bei denen die beiden zur Interferenz gelangenden Wellenzüge um die Länge von 3400 einzelnen Wellen gegeneinander verschoben waren. Billet[2]) gelangte bei demselben Verfahren bis zu Gangunterschieden von 5000 Wellenlängen, Fizeau und Foucault[3]) später sogar bis zu 6000—7000 Wellenlängen Gangunterschied.

Zu weit höheren Gangunterschieden gelangte Fizeau[4]) bei einer Wiederaufnahme dieser Studien, als er eine Mischung von drei Theilen Methylalkohol mit einem Theil Aethylalkohol ohne Zusatz von Kochsalz verbrannte und das gelbe Licht der zufällig in die Flamme kommenden und daselbst verdampfenden salzhaltigen Staubtheilchen zur Beleuchtung eines Newton'schen Farbenglases benutzte, dessen Componenten allmählich voneinander entfernt werden konnten. Er steigerte hier die Entfernung der beiden Gläser und damit die Dicke der zwischen denselben enthaltenen Luftplatte bis auf 15 mm, ehe die Interferenzstreifen vollkommen verschwanden, was einem Gangunterschiede von 50000 Wellenlängen entspricht. Endlich hat Mascart[5]) mit einer ähnlichen, sehr homogenen Lichtquelle noch Interferenzen bei Gangunterschieden von 105 000 Wellenlänge erhalten.

Damit ist gezeigt, dass die Interferenzfähigkeit, wenn sie auch an gewisse durch den Wechsel in der Schwingungsweise der leuchtenden Theilchen bedingten Grenzen unzweifelhaft gebunden ist, diese Grenzen in einzelnen Fällen jedenfalls sehr hoch liegen.

Diese hohe Interferenzfähigkeit des Lichtes wurde zunächst dazu benutzt, um solche Aenderungen der Wellenlänge

---

1) Fizeau et Foucault, Ann. de chim. et de phys. (3) **26.** p. 138. 1845 u. Compt. rend. **21.** p. 1155. 1845.

2) Billet, Compt. rend. **67.** p. 1000. 1868.

3) Fizeau u. Foucault, Rapport de M. Babinet, Compt. rend. **26.** p. 680. 1848.

4) Fizeau, Ann. de chim. et de phys. (3) **66.** p. 429. 1862 u. Compt. rend. **54.** p. 1237. 1862.

5) Mascart, Ann. de l'éc. norm. (2) **1.** p. 157. 1872.

mit grosser Schärfe zu messen, welche einer der beiden zur Interferenz gebrachten Wellenzüge in dem Medium erlitt, welches er durchschritten hatte. In der That wird sich, wenn die Wellenlänge derjenigen Schwingungen, um welche der eine Strahl gegen den anderen verzögert ist, nur um weniges geändert wird, der Gangunterschied selbst sehr erheblich ändern. Kann man nun diese Aenderung des Gangunterschiedes messen, so wird man daraus die Aenderung der einzelnen Wellenlänge und damit der Fortpflanzungsgeschwindigkeit mit um so grösserer Genauigkeit bestimmen können, je höher der benutzte Gangunterschied ist. Nach dieser Methode bestimmte Fizeau[1]) den Einfluss der Wärme auf die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichts in verschiedenen Gläsern und einigen anderen Substanzen. Hr. Ketteler[2]) verglich nach dieser Methode die Wellenlängen von Natrium, Lithium und Thallium. J. J. Müller[3]) ist wohl der Erste gewesen, der die Methode der hohen Interferenzen auch zum Studium von Vorgängen an der Lichtquelle selbst herangezogen hat. Er fand, dass wenn er eine Salzperle abwechselnd in die Flamme eines Bunsenbrenners hineinschob und aus ihr wieder herauszog, oder wenn er das Leuchten von Wasserstoff in einer Entladungsröhre durch Verstärken und Schwächen des primären Inductionsstromes veränderte, die Interferenzstreifen bei hohen Gangunterschieden ihren Ort veränderten; die Lage der Streifen wurde dabei auf ein im Gesichtsfeld ausgespanntes Fadenkreuz bezogen. Einen Theil der von ihm beobachteten Verschiebungen führte Müller auf einen Einfluss der Helligkeit auf die Wellenlänge bei den vorgenommenen Veränderungen im Leuchtprocesse zurück und suchte diese Ansicht durch eine Versuchsreihe zu bestätigen, bei welcher bei unverändert gelassener Emission das Licht an einer Stelle der Bahn geschwächt wurde. Entgegengesetzt den Ergebnissen Müller's,

---

1) Fizeau, Ann. de chim. et de phys. (3) **66.** p. 429. 1826 u. Compt. rend. **54.** p. 1237. 1862.

2) E. Ketteler, Beobachtungen über die Farbenzerstreuung der Gase. Bonn 1865.

3) J. J. Müller, Ber. d. Sächs. Ges. der Wissensch. math.-phys. Cl. **23.** p. 19 u. Pogg. Ann. **150.** p. 86. 1871.

und in Uebereinstimmung mit den Resultaten von Hrn. F. Lippich[1]), welche eine Constanz der Wellenlänge bei sehr verschiedenen Werthen der Intensität bis auf Hundertmilliontheile des eigenen Betrages der Wellenlänge selbst ergaben, erhielt ich[2]) mit der Methode der hohen Interferenzen Resultate, welche bei geeigneten Lichtquellen eine Unveränderlichkeit der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Lichtbewegung bis auf $^1/_3$ km anzeigten für Werthe der Intensität, welche zwischen den Grenzen 1 und 250 lagen. A. a. O. habe ich auch auf die wahrscheinliche Fehlerquelle hingewiesen, welche J. J. Müller zu abweichenden Ergebnissen geführt haben kann.

Die Methode der hohen Interferenzen[3]) besitzt ihrer Natur nach eine grosse Anwendungsfähigkeit für Fragen, welche die Vorgänge bei der Lichtentwicklung betreffen. Sie gestattet in einzelnen Fällen, die Mechanik des Leuchtens weiter zu verfolgen, als die übrigen spectralanalytischen Methoden, und tritt daher diesen ergänzend zur Seite. Nur in geringem Umfange wurde seither, wie die obige Zusammenstellung der Literatur zeigt, die Methode für die genannten Zwecke verwendet. Es sei mir gestattet, im Folgenden einige Gesichtspunkte hervorzuheben, welche bei dieser experimentellen Verwendung in Betracht kommen.

1) Veränderung der mittleren Wellenlängen der Spectrallinien. Die Methode ist ausserordentlich geeignet, kleine Aenderungen in der Brechbarkeit einer Spectrallinie, also Verschiebungen derselben zu erkennen. Ist λ die Wellenlänge der Spectrallinie, n_λ der ihr zukommende Brechungsexponent in der benutzten Interferenzplatte, Δ die Dicke derselben an einer Stelle des Gesichtsfeldes, so entspricht jeder Verschiebung um eine Streifenbreite im Interferenzbilde eine Wellenlängenänderung $\delta\lambda$:

$$\delta\lambda = -\frac{\lambda}{2\Delta n_\lambda} = -\frac{1}{m},$$

wenn m den Gangunterschied bezeichnet. Bei der grünen Quecksilberlinie habe ich an der Luftplatte des Newton'schen Farben-

1) F. Lippich, Wien. Ber. **72.** p. 335. 1875.
2) H. Ebert, Wied. Ann. **32.** p. 337. 1887.
3) Vgl. auch E. Wiedemann, Wied. Ann. **5.** p. 500. 1878.

glases Interferenzen bei 80000 λ Gangunterschied leicht erzeugen können. Man kann aber Streifenverschiebungen von $^1/_{10}$ Streifenbreite mit Sicherheit nachweisen und demnach im vorgelegten Falle Aenderungen bis zu $^1/_{800\,000}$ der Wellenlänge der Spectrallinie, d. h. $^1/_{800}$ des Abstandes der beiden Natriumlinien constatiren, oder eine Aenderung in der Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes um $^3/_8$ Kilometer.

Bei Anwendung von hinlänglich homogenem Lichte bietet also die Interferenzenmethode für die Messung von Verschiebungen der Spectrallinien eine Genauigkeit, welche durch directe spectrometrische Messungen nicht erreichbar ist.

Eine Hauptschwierigkeit dieser Methode liegt in der Fixirung der Interferenzstreifen auf der Interferenzplatte. Da dieselben meist nicht scharf sind, sondern durch allmähliche Abschattirung in einander übergehen, und vor allen Dingen der ganze Habitus des Interferenzbildes bei jeder Veränderung an der Lichtquelle ein anderer wird, so ist es bei verschiedenen Bedingungen des Leuchtens schwierig, die Lage der Streifen gegen ein in seinem Aussehen immer unveränderliches Fadenkreuz zu bestimmen. Diese Schwierigkeit lässt sich fast vollkommen dadurch beseitigen, dass man die Interferenzplatten senkrecht zur Streifenrichtung auseinander schneidet, eine Hälfte umkehrt und heliometerartig wieder neben die andere legt. Alsdann vergleicht man Streifen mit Streifen, jede Aenderung im Aussehen der Streifen z. B. bei Helligkeitsänderungen trifft beide Hälften in gleichem Maasse, dazu tritt noch der Vortheil, dass jede Verschiebungsgrösse sich verdoppelt und namentlich Beobachtungen über die Constanz der Streifenlage durch Beobachtungen von coincidirenden Streifenpaaren bei geeigneter Abblendung des Gesichtsfeldes eine grosse Schärfe erhalten können. (Vgl. die oben angeführte frühere Arbeit p. 341.) Die gegenseitige Lage der Interferenzstreifen lässt sich bis zu $^1/_{10}$ einer Streifenbreite bestimmen, eine Aenderung des Gangunterschiedes um $^1/_{20}$ Wellenlänge ist also noch merkbar; in dem oben angeführten Beispiele würde man also eine Verschiebung der Linie um $^1/_{1600}$ des Abstandes der beiden Natriumlinien noch feststellen können.

Es fragt sich nun, welche Bedeutung die so beobachteten

kleinen Verschiebungen für die an der Lichtquelle vorgenommenen Veränderungen besitzen. Nur in den wenigsten Fällen wird durch diejenigen Einflüsse, welche die Verschiebung einer Spectrallinie hervorrufen, der Charakter derselben völlig unverändert gelassen. Selbst die homogenste Spectrallinie setzt sich aus einer Reihe von Elementarstrahlungen zusammen, die einander unendlich benachbarten Schwingungsperioden entsprechen, und deren Amplituden eine stetige Function der Wellenlänge sind. Nach Hrn. Gouy[1]) ist die Helligkeit einer Spectrallinie dem Integral:

$$\int_{\lambda'}^{\lambda''} p \, d\lambda$$

proportional, wo p eine Strahlungsfunction mit dem Argumente λ ist, und die Grenzen des Integrales durch zwei Werthe λ' und λ'' gegeben sind, für welche der Betrag der Strahlungsfunction unter die Merklichkeitsgrenze sinkt. Der strenge Ausdruck für die gesammte Lichtquantität, welche bei Anwendung eines Spectralapparates in dem von der Spectrallinie gelieferten Spaltbilde zur Wirkung kommt, besteht aus einer Summe von drei Integralen, welche sich in der Form darstellt:

$$Q = \omega c \left(\int_{\lambda_1}^{\lambda'} p \, d\lambda + \int_{\lambda'}^{\lambda''} p \, d\lambda + \int_{\lambda''}^{\lambda_2} p \, d\lambda \right)$$
$$\lambda_1 < \lambda' < \lambda'' < \lambda_2,$$

wo ω ein Flächenelement in der Focalebene des Beobachtungsfernrohrs, c ein von den Eigenschaften des Instruments abhängiger Factor, dessen numerischer Werth zugleich von den zu Grunde gelegten Einheiten abhängt, und λ_1 und λ_2 denjenigen Stellen eines continuirlichen Spectrums entsprechen, welche eben noch bei der gegebenen Spaltöffnung einen Beitrag zum Zustandekommen des Spaltbildes liefern.

In weitaus den meisten Fällen, nämlich stets solange der linienartige Charakter der Spectrallinien gewahrt bleibt, ist der absolute Werth des ersten und letzten Integrals numerisch so klein, dass derselbe vernachlässigt werden kann. Man hat aber den verschiedenen Werthen von p entsprechend in dem durch eine Spectrallinie erzeugten Interferenzbilde ein Summenphä-

1) Gouy, Ann. de chim. et de phys. (5) **18**. p. 5. 1879.

nomen, und die bei der Uebereinanderlagerung der verschiedenen, den einzelnen Elementarstrahlen entsprechenden Interferenzsysteme resultirende Streifenlage ist nicht nur abhängig von der Lage des Intensitätsmaximums der Spectrallinie, sondern von der Gestalt der Function p, also auch der Form der Curve, welche die Intensitätsvertheilung in der Spectrallinie repräsentirt.

Für irgend eine Stelle, an welcher die Dicke der Interferenzplatte $= \Delta$ (in derselben Einheit wie λ gemessen) ist, folgt aus den Formeln für die Interferenz des Lichtes an Platten, dass die Helligkeit dJ, welche von dem Linienelemente an der Stelle λ und von der Breite $d\lambda$ geliefert wird, bei senkrechter Incidenz der Strahlen auf die untere Plattenebene (so dass der innere Reflexionswinkel $=0$ wird), proportional ist mit:

$$\frac{4p(\lambda)r^2 \sin^2 2\pi \frac{\Delta n_\lambda}{\lambda}}{(1-r^2)^2 + 4r^2 \sin^2 2\pi \frac{\Delta n_\lambda}{\lambda}} d\lambda.$$

Die Gesammthelligkeit an der betrachteten Stelle wird demnach sein:

$$J = k \int_{\lambda'}^{\lambda''} \frac{4p(\lambda) r^2 \sin^2 2\pi \frac{\Delta n_\lambda}{\lambda}}{(1-r^2)^2 + 4r^2 \sin^2 2\pi \frac{\Delta n_\lambda}{\lambda}} d\lambda,$$

wo die Grenzwerthe des Integrals λ' und λ'' die Bedeutung wie oben haben, und k einen Zahlenfactor dartellt, d. h. es ist die Helligkeit an einer Stelle der Platte eine Function der Plattendicke an der betreffenden Stelle und der durch die beiden Werthe λ' und λ'' bestimmten Breite der Spectrallinie, doch so, dass die Variation dieser Function wesentlich abhängt von der Form der Strahlungsfunction $p(\lambda)$. Geht man von einer Stelle der Platte zur anderen, ändert sich also Δ stetig, so ändert sich auch J stetig, und zwar periodisch, entsprechend den aufeinander folgenden, allmählich ineinander übergehenden hellen und dunklen Interferenzstreifen. Dabei kann man für die geringe Anzahl von Interferenzstreifen, welche auf einmal in dem Gesichtsfelde zu sehen sind, annehmen, dass die gleichzeitig auf-

tretenden Maxima und Minima der Intensität für alle hellen, resp. dunklen Streifen gleich hoch liegen (vgl. weiter unten, wo das obige Integral für einen speciellen Fall ausgewerthet worden ist). Das Auge verlegt nun die Grenze eines hellen Streifens gegen die umgebenden dunkleren Partien und umgekehrt die eines dunklen gegen die helleren Theile dahin, wo der Werth der Helligkeit sich von dem ausgezeichneten Werthe um eine der Unterschiedsschwelle entsprechende Grösse entfernt hat. Es hängt demnach die scheinbare Breite der Streifen, sowie ihre Lage sehr wesentlich von der Function δJ $\delta \Delta$ und mit dieser von der Helligkeitsvertheilung in der Spectrallinie ab. Die Lage der Interferenzstreifen, wie wir sie beobachten, ist also bedingt sowohl durch die Lage der Spectrallinie im allgemeinen, von ihrer Breite und der Lage ihres Intensitätsmaximums, als auch von der Art ihres Helligkeitsabfalls. Beobachten wir also Streifenverschiebungen, so zeigen sie uns zunächst nur die Veränderung einer gewissen mittleren Wellenlänge an, die ebenso wohl von einer wirklichen Verschiebung der Spectrallinie, als auch, namentlich bei den minimalen Aenderungen, welche hier in Betracht kommen, von Veränderungen der Gestalt ihrer Intensitätscurve, im allgemeinen wohl von beiden Momenten bedingt ist.

Ueber diese Veränderung der mittleren Wellenlänge der Spectrallinien, welche namentlich bei allen denjenigen Processen, welche eine Verbreiterung der Linien herbeiführen, eine Rolle spielt (s. w. u.), geben die Beobachtungen der Lage der Interferenzstreifen einen Aufschluss; freilich ist gerade in dem erwähnten Falle der Linienverbreiterung der Anwendung der Methode eine gewisse Grenze gesetzt, wie weiter unten genauer ausgeführt werden soll.

Ein Moment ist an dieser Stelle noch hervorzuheben, dass wir nämlich bei allen Veränderungen, die wir mit der Art der Lichtentwicklung vornehmen können, den dabei unvermeidlich eintretenden Veränderungen der Helligkeit nicht besonders Rechnung zu tragen brauchen, weil diese keinen Einfluss auf die Wellenlänge hat, wie ich in der früheren Arbeit gezeigt habe; diese erscheint demnach mit Rücksicht auf die vorliegenden Zwecke als nothwendige Voruntersuchung.

2) Die Interferenzfähigkeit des Lichtes. Eine weitere Anwendung der Interferenzmethode bei hohen Gangunterschieden zum Studium von Vorgängen, die sich in der Lichtquelle selbst abspielen, beruht auf der directen Bestimmung des höchsten Gangunterschiedes, bis zu dem man bei einer gegebenen Lichtquelle unter bestimmten Bedingungen der Lichtentwicklung aufsteigen kann. Da zwei von demselben leuchtenden Theilchen ausgehende Strahlen nur dann interferenzfähig sind, wenn in der Zeit, welche zwischen ihrem Ausgehen von der Quelle verstrichen ist, an dieser selbst keinerlei Veränderungen vorgekommen sind, so geben diese maximalen Gangunterschiede ein Maass für die Zeitdauer, bis zu welcher die Theilchen in der Lichtquelle ungestört zu schwingen vermögen.

Herr Eilh. Wiedemann[1]) hat die hierher gehörigen Fragen vollkommen durchdiscutirt. Er zeigte, dass die Werthe der Maximalgangunterschiede im engsten Zusammenhang mit der mittleren molecularen Weglänge stehen, und berechnete unter Zugrundelegung der Fizeau'schen Zahlen für das Natrium eine Weglänge, welche derselben Grössenordnung wie die von der kinetischen Gastheorie gelieferten Weglängen angehörte. Man kann auf diese Weise nur eine untere Grenze für die Dauer der freien Bewegung, d. h. eine untere Grenze der wirklichen Interferenzfähigkeit des Lichtes erhalten; denn es treten die folgenden, von Hrn. E. Wiedemann hervorgehobenen Momente hinzu, welche uns die Interferenzstreifen früher verhüllen, ehe noch die eigentliche Grenze der ungestörten Emission erreicht ist. a) Von den sämmtlichen in der Volumeneinheit des leuchtenden Gases oder Dampfes enthaltenen Molecülen befinden sich in jedem Momente eine gewisse Zahl in der gegenseitigen Wirkungssphäre; dieselben führen mehr oder weniger gestörte Bewegungen aus und können daher nicht zu regelmässigen Interferenzen Veranlassung geben, sie erleuchten das Gesichtsfeld gleichmässig. Zu je höheren Gangunterschieden man übergeht, um so weniger Molecüle sind vorhanden, die hinreichend lange sich auf freien Bahnen bewegen, um Interferenzen von der betreffenden Höhe liefern

1) Eilh. Wiedemann, Wied. Ann. 5. p. 503. 1878.

zu können. Was wir beobachten, sind Grössen, die mit der mittleren Weglänge in einem gewissen Zusammenhange stehen, der durch die Art der instrumentellen Hülfsmittel, sowie die Constanten unseres Gesichtssinnes näher bestimmt ist. b) Selbst von den auf derselben freien Weglänge ausgesandten Strahlen kommen nur die zur Interferenz, welche der Zeit zwischen denselben zwei aufeinander folgenden Zusammenstössen angehören. Dieselben vermindern sich in demselben Maasse, wie der Gangunterschied wächst, und die Zahl der das Gesichtsfeld gleichmässig erleuchtenden Bewegungen wird immer zahlreicher. Es hängt daher nur von unserem Vermögen, die regelmässigen Interferenzen neben den unregelmässigen zu erkennen, ab, bis zu welchem Gangunterschiede wir bei derselben Zeit freier Schwingungsbewegungen kommen können. Da beide Momente schon von Hrn. E. Wiedemann a. a. O. genügend ausgeführt sind[1]), ist es klar, dass das daselbst stehen gebliebene „höchstens" auf einem Versehen beruht, durch welchen Hinweis jedenfalls auch das von Hrn. F. Lippich[2]) gegen die erwähnten Auseinandersetzungen erhobene Bedenken seine Berichtigung findet.

Aus der Bestimmung dieser unteren Grenze der Interferenzfähigkeit einer überwiegend grossen Anzahl von Molecülen, welche sich in einem leuchtenden Gase oder Dampfe hin und her bewegen, lässt sich die Frage entscheiden, ob wirklich die Störungen, welche in den inneren Bewegungen der Molecüle eintreten, bei dem Zusammenstosse gleichartiger Theilchen durchgreifender sind, als bei dem Zusammenstosse ungleichartiger, wie von Hrn. Liveing[3]) angenommen wird, und worauf noch einige andere Erscheinungen hinweisen. Eine Erhöhung der Temperatur dürfte die Interferenzfähigkeit weniger herabsetzen, als eine Vermehrung der Dampfmenge und des Druckes, d. h. der Zahl der gleichartigen Molecüle in der Volumeneinheit. E. Wiedemann hat eine hierauf ge-

1) Vgl. auch E. Wiedemann, Phil. Mag. (5) **10.** p. 123. 1880.

2) F. Lippich, Wien. Ber. **82.** Sep.-Abdr. p. 18. 1880.

3) G. D. Liveing, Chemical equilibrium the result of the dissipation of energy. Cambridge 1885. p. 92.

gründete Methode zur Ermittelung des Druckes auf der Sonnenoberfläche vorgeschlagen.[1]) Ist die Beziehung zwischen maximalem Gangunterschiede und dem Drucke bekannt, so wird die Interferenzfähigkeit des von den Protuberanzen ausgesandten Lichtes eine gewisse Druckgrenze ermitteln lassen; über die hierbei eventuell zu benutzenden instrumentellen Hülfsmittel s. Abschnitt II. Wie weitere experimentelle Daten, als die bisher vorhandenen, zu einer Reihe anderer Folgerungen Veranlassung geben können, s. E. Wiedemann a. a. O. p. 505 f. In dem Abschnitt III werden die störenden Umstände im Zusammenhange besprochen, welche bei der experimentellen Ermittelung der genannten Grösse zusammentreten und ihrer Bestimmung eine gewisse Grenze setzen.

3) Breite der Spectrallinien. Der soeben discutirte Zusammenhang zwischen freier Weglänge und der Interferenzfähigkeit des emittirten Lichtes tritt bei allen experimentellen Prüfungen mit einem anderen Factor zusammen: der Breite der Spectrallinien. Wie oben (p. 8) ausgeführt wurde, besteht auch die homogenste Spectrallinie aus einem System von Elementarstrahlungen, deren Emissionsfähigkeit eine stetige Function p von λ ist. Es möge dieser Einfluss der Breite zunächst ohne Rücksicht auf die Vertheilung der Helligkeit in der Spectrallinie, sowie den in Betracht kommenden physiologischen Factor erörtert werden. Sind λ' und λ'' die noch wirksamen Randstrahlen des Spectralbandes, φ' und φ'' die entsprechenden Gangunterschiede für eine Plattendicke Δ, n der gemeinsame (nur unendlich wenig II. Ordnung verschiedene) Brechungsexponent, so ist an der betrachteten Stelle die grösste Differenz der Gangunterschiede für die verschiedenen hier zusammentreffenden Wellenzüge angenähert gegeben durch:

$$\varphi' - \varphi'' = \frac{2\Delta n}{\lambda' \lambda''} (\lambda'' - \lambda'),$$

oder wenn die mittlere Wellenlänge λ_m und die Breite der Spectrallinie b eingeführt wird, so dass:

---

1) E. Wiedemann, Phil. Mag. (5) **10.** p. 123. 1880.

$$\lambda' = \lambda_m - \frac{b}{2}, \quad \lambda'' = \lambda_m + \frac{b}{2}$$

zu setzen ist, bei Vernachlässigung von b^2 gegen λ^2:

$$\varphi' - \varphi'' = \frac{2\,\Delta n b}{\lambda_m^2}.$$

Bei einer bestimmten Dicke Δ fallen die Minima von λ' auf die Maxima von λ'' und umgekehrt, die Streifen verschwinden, ohne dass die Grenze der Interferenzfähigkeit der Lichtquelle in dem oben näher bezeichneten Sinne erreicht zu sein braucht. Erfahrungsgemäss tritt dieses Verschwinden in Wirklichkeit schon viel eher als bei der wirklichen wechselseitigen Coincidenz der den Randstrahlen entsprechenden Maxima und Minima ein. Sehr gut lässt sich dies constatiren, wenn man bei Beleuchtung mit dem dichromatischen Natriumlicht successiv zu höheren Gangunterschieden aufsteigt und dadurch die den beiden Linien entsprechenden Curvensysteme einander näher und näher rückt. Noch ehe eine völlige Coincidenz der Maxima auf die Minima beider Strahlensysteme eingetreten ist, was etwa bei 500 Wellenlängen Gangunterschied stattfindet, verschwinden die Streifen in einem gleichmässig erhellten Gesichtsfelde. Hr. Fizeau[1]) sah sie etwa bei dem vierten Hundert der im Gesichtsfeld verschwundenen Interferenzringe verwaschen werden, im fünften Hundert verschwanden sie ganz und wurden erst im sechsten wieder sichtbar. Hr. Ketteler[2]) gibt die Zahl der in der Nähe der kritischen Stelle liegenden und schwierig zu verfolgenden Streifen etwa zu 200 an. Ich selbst fand Zahlen zwischen 100 und 200; es ist hervorzuheben, dass diese Zahlen ausserordentlich mit der Art der Lichtentwicklung schwanken. Immerhin zeigen sie, dass die Differenz der Gangunterschiede zweier sich über einander lagernder Interferenzsysteme an derselben Stelle der Interferenzplatte den Werth 0,4 λ nicht viel überschreiten darf, wenn Interferenzstreifen noch zu sehen sein sollen. Hr. Czapski[3]) gibt an, dass die Verschiedenheit der Gangunterschiede aller an derselben Stelle zur Interferenz gelangenden Einzelstrahlen nicht grösser als 0,2,

1) Fizeau, Ann. de chim. et de phys. (3) **66.** p. 429. 1862.
2) Ed. Ketteler, Farbenzerstreuung der Gase p. 21. 1865.
3) S. Czapski, Zeitschr. f. Instrumentenkunde **5.** p. 152. 1885.

höchstens 0,3 λ sein darf, wenn noch eine deutliche Erscheinung zu Stande kommen soll. Nehmen wir 0,3 λ als oberen Grenzwerth an, so folgt aus:

$$0{,}3\,\lambda = \frac{2\,\Delta n b}{\lambda_m^2}$$

für den erreichbaren Maximalgangunterschied M (in Wellenlängen):

$$M = \frac{0{,}15\,.\,\lambda_m^2}{nb};$$

es besteht also ein hyperbolisches Abhängigkeitsverhältniss zwischen der Breite der Spectrallinie und der Maximalhöhe der beobachtbaren Interferenzen bei derselben mittleren Wellenlänge, was durch die Versuche innerhalb der Fehlergrenzen eine Bestätigung findet (s. Abschnitt IV).

Die Hauptaufgabe, welche zu lösen ist, wenn man die unter 2) erwähnten Fragen beantworten will, besteht darin, den Einfluss, welchen die endliche Breite der Spectrallinien auf die Höhe des zu erreichenden Gangunterschiedes hat, gesondert zu bestimmen. Im allgemeinen müssen wir uns damit begnügen, Grenzwerthe der Interferenzfähigkeit einerseits, sowie der Breite der Spectrallinien andererseits aus den Beobachtungen abzuleiten. (Bei dem Natriumlicht eröffnet der Umstand, dass man hier zwei dicht bei einander liegende Linien hat, die Aussicht, die Trennung beider Factoren wirklich durchzuführen; dadurch, dass man zuerst bei niedrigen Gangunterschieden die Curvensysteme beider Linien bis zum Verschwinden der Streifen einander nahe bringt und die bis zur Sichtbarkeitsgrenze vorhandenen Streifen abzählt, kann man gewisse Grenzwerthe der Breiten beider Linien ableiten; mit diesen kann man nach der oben gegebenen Formel die Maximalhöhe des Gangunterschiedes berechnen, welche man zu erreichen erwarten darf. Bei einer zweiten Versuchsreihe, die bei völlig unveränderter Lichtentwicklung auszuführen ist, stellt man auf die Maxima der Deutlichkeit der superponirten Interferenzbilder bei immer höheren und höheren Gangunterschieden ein. Gelangt man hier an eine Grenze, welche tiefer als die berechnete liegt, so ist dies ein Zeichen, dass man die wirkliche Grenze der Interferenz-

fähigkeit des Lichtes unter den gegebenen Bedingungen des Leuchtens erreicht hat.) Hat man Interferenzstreifen bei einem Gangunterschiede M noch beobachtet, so ist erstens sicher, dass das Licht bis zu diesem Gangunterschiede überhaupt noch interferenzfähig ist (untere Grenze), zweitens kann man aus dieser Beobachtung einen Schluss auf die obere Grenze der Breite der Spectrallinie machen, man findet die Grenze, welche die Breite sicher nicht überschritten hatte, weil sonst der betreffende Gangunterschied nicht erreichbar gewesen wäre.

Um jedoch von dieser Anwendung der Beobachtungen über maximale Gangunterschiede einen vortheilhaften Gebrauch machen zu können, müssen die Beziehungen zwischen M und b genauer discutirt werden, als es oben geschehen ist. Die oben abgeleitete Formel gibt die in Betracht kommende Beziehung nur in erster Näherung. Es wurden bisher zwei wichtige Factoren noch nicht mit berücksichtigt: erstens die Thatsache der Unterschiedsschwelle im Gebiete des Lichtsinnes, welche hier eine grosse Rolle spielen muss, und zweitens der Umstand, dass der Antheil der einzelnen Elementarstrahlen der Spectrallinien entsprechend den verschiedenen Werthen ihrer Strahlungsfunction $p(\lambda)$ bei dem Zustandekommen des Interferenzbildes ein sehr verschiedener ist.

Der einzige Versuch, der, soweit mir bekannt ist, bisher gemacht wurde, den Einfluss der Breite der Spectrallinien auf die Höhe des Gangunterschiedes, welche bei den mit ihrem Lichte erzeugten Interferenzen erreichbar ist, genauer zu discutiren, rührt von J. J. Müller[1]) her. Nach ihm folgt aus der endlichen Breite der Spectrallinien das Auftreten von Interferenzensystemen höherer Ordnung, welches bei dem allmählichen Uebergange zu immer höheren Gangunterschieden in einem Alterniren der Deutlichkeit der Interferenzstreifen seinen Ausdruck findet. Müller führt weiter aus, dass bei constantem Gangunterschiede eine allmähliche Verbreiterung der Spectrallinie zu demselben Resultate führen muss, wie bei constanter Breite der Spectrallinie eine Vermehrung des Gang-

1) J. J. Müller, Ber. d. Sächs. Ges. d. Wissensch. math.-phys. Cl. 23. p. 19. 1871.

unterschiedes, und stellte zur Bestätigung dieses Resultates der theoretischen Discussion Versuche mit Salzperlen an, welche er tiefer und tiefer in die Flamme des Bunsenbrenners schob, wodurch die Dampfmenge und damit die Breite der Spectrallinie vergrössert wurde. Mir ist es nie gelungen, bei Beobachtung der nöthigen Vorsichtsmaassregeln, das von Müller beschriebene Alterniren in der Sichtbarkeit der Fransen zu bemerken; über die Wiederzunahme der Deutlichkeit von einer bestimmten Tiefe der Perle an, welche auch bei meinen Versuchen zu bemerken war, aber nur dann, wenn man mit der Perle durch den Flammenmantel hindurch in den inneren, kühleren Raum kam, wo die Dampfmenge und damit die Inhomogenität der Spectrallinien wieder geringer wurde, siehe Abschnitt IV.

Eine genauere Prüfung der Müller'schen Schlussweise lässt erkennen, dass dieselbe wohl nicht ganz berechtigt ist. Wenn zwei Elemente λ' und λ'' des Spectralbandes Strahlen liefern, welche cohärent sind, so werden diese, falls sie unter einem kleinen Winkel irgend wo im Raume wieder zusammentreffen, daselbst eine resultirende Schwingung erzeugen können, deren Periode $= \lambda'\lambda'/(\lambda' - \lambda'')$ ist, wie Müller a. a. O. ausführt. Durch das Zusammentreffen der beiden verschiedenfarbigen Strahlen λ' und λ'' werden also „Lichtschwebungen" hervorgerufen. Im vorliegenden Falle müsste sich die Wechselwirkung der beiden Strahlen in einem Alterniren der Helligkeit aussprechen. Sollen diese Helligkeitsschwankungen aber für unser Auge sichtbar werden, so müssen die beiden erzeugenden Strahlen so nahe im Spectrum nebeneinander liegen, λ' darf nur so wenig von λ'' verschieden sein, dass die Dauer einer Schwebung etwa $^1/_7$ Secunde beträgt. Um aber eine Schwebung von dieser Dauer zu erzeugen, müssen z. B. bei den Natriumlinien die beiden Elementarstrahlen in einem Abstande voneinander gewählt werden, welcher nur $^1/_{70\,000\,000\,000}$ des Abstandes der beiden Natriumlinien ist.

Alle übrigen, weiter voneinander entfernten Elemente der Spectrallinie geben bei ihrem Zusammentreffen nur eine für das Auge gleichmässige Helligkeit. Bei der Zerlegung des gegebenen Spectralstreifens, welche Müller so vornimmt, dass

bei einer gegebenen Distanz der Interferenzflächen der Gangunterschied von einer halben Wellenlänge gerade in zwei Theilen der Spectrallinie erzeugt wird, welche um $\frac{1}{2}\delta$, $\frac{1}{4}\delta$, $\frac{1}{8}\delta$, allgemein um $(\frac{1}{2})^r\delta$ voneinander entfernt stehen, finden sich freilich immer solche Elementarstrahlen vor, welche einander nahe genug liegen, um zu einer regelmässigen Schwebungserscheinung von genügend langer Periode Veranlassung zu geben, daneben kommen aber unendlich viele andere Strahlenpaare in Betracht, die eine andere Periode liefern. Der Gesammteffect ist also eine gleichmässige Erhellung.

Diese Betrachtung zeigt, dass man alle Elementarstrahlen als incohärent zu betrachten und einfach die Wirkungen zu addiren hat, welche jeder einzelne von ihnen an irgend einer Stelle der Interferenzplatte für sich hervorbringt. Dadurch gestaltet sich der Gang der Untersuchung wie folgt:

Schon oben ist gezeigt, dass die Helligkeit an irgend einer Stelle der Interferenzplatte bei senkrechter Incidenz gegeben ist durch das Integral:

$$J = K \int_{\lambda'}^{\lambda''} \frac{4\,p(\lambda)\,r^2 \sin^2 2\pi \frac{\Delta n}{\lambda}}{(1-r^2)^2 + 4r^2 \sin^2 2\pi \frac{\Delta n}{\lambda}}\, d\lambda,$$

wo die Function $p(\lambda)$ die Helligkeitsvertheilung in der benutzten Spectrallinie zum Ausdruck bringt. J ist eine Function von λ', λ'' und Δ, und zwar eine periodische Function von Δ.

Es werden nun die Interferenzstreifen so lange sichtbar bleiben, als:

$$\frac{J_{\text{Max.}} - J_{\text{Min.}}}{J_{\text{Min.}}} > U,$$

d. h. so lange, als der relative Helligkeitsunterschied zwischen den hellen und dunklen Streifen über der Unterschiedsschwelle U des Auges für die betreffende Strahlengattung liegt. Sowie die Dicke Δ einen Werth erreicht, für welchen:

$$\frac{J_{\text{Max.}} - J_{\text{Min.}}}{J_{\text{Min.}}} = U$$

wird, werden die Interferenzstreifen unsichtbar, sie verschwinden in dem gleichförmig erleuchteten Gesichtsfelde.

Die Werthe $U = U(\lambda)$ sind bekannt. Sowie man also die Function J selber kennt, kann man immer aus der Gleichung:

$$\frac{J_{\text{Max.}}}{J_{\text{Min.}}} - 1 = U$$

für das beobachtete Δ, bei welchem die Streifen eben verschwinden, auf das λ' und λ'' schliessen.

Die Function $J = J(\Delta)$ bleibt nun so lange unbestimmbar, als über die Gestalt der Strahlungsfunction $p(\lambda)$ nichts Näheres bekannt ist. Die einfachste Annahme, die man machen kann, ist offenbar die, dass allen Theilen der Spectrallinie dieselbe Helligkeit zukomme, die Helligkeitscurve also eine der Abscissenaxe parallele Gerade von der Länge $\lambda' - \lambda''$ ist, die an ihren Enden geradlinig und senkrecht bis zum Werthe Null abfällt. Freilich hat Hr. Gouy[1]) gezeigt, dass dies nur einer ersten Annäherung entspricht, die zu Widersprüchen führt, wenn die strahlende Schicht als unendlich dick angenommen wird. Indessen kann man annehmen, dass dieselbe in allen den hier in Betracht kommenden Fällen der Wahrheit sehr nahe kommt, wofür mehrere der später zu erörternden experimentellen Ergebnisse sprechen.

Setzt man demnach:

$$p(\lambda) = a^2,$$

so handelt es sich darum, das Integral:

$$\int_{\lambda'}^{\lambda''} \frac{4a^2r^2 \sin^2 2\pi \frac{\Delta n}{\lambda}}{(1-r^2)^2 + 4r^2 \sin^2 2\pi \frac{\Delta n}{\lambda}} d\lambda$$

auszuwerthen.

Dasselbe lässt sich in der Form schreiben:

$$J = \int_{x'}^{x''} \frac{A \sin^2 x \,.\, dx}{x^2 (1 + B \sin^2 x)},$$

wenn:

$$x = 2\pi \frac{\Delta n}{\lambda},$$

$$A = -\frac{8\pi a^2 r^2 \Delta n}{(1-r^2)^2}, \qquad B = \frac{4r^2}{(1-r^2)^2}$$

1) Gouy, Ann. de chim. et de phys. (5) **18.** p. 14. 1879.

gesetzt wird. Die Variabele x, der mit 2π multiplicirte Gangunterschied, ist hierbei im ganzen Integrationsintervall sehr gross. Da Zeichenwechsel nicht eintreten, so kann man das vorliegende Integral mit Hülfe des Mittelwerthsatzes auf das einfachere:

$$J = \frac{A}{[x' + \vartheta(x'' - x')]^2} \int_{x'}^{x''} \frac{\sin^2 x \, dx}{1 + B \sin^2 x}$$

zurückführen, wenn mit ϑ ein gewisser positiver, echter Bruch bezeichnet wird. Das unbestimmte Integral:

$$\int \frac{\sin^2 x \, dx}{1 + B \sin^2 x}$$

führt auf die Function:

$$\frac{x}{B} + \frac{1}{B\sqrt{1+B}} \operatorname{arc\,tg}\left(\frac{\operatorname{ctg} x}{\sqrt{1+B}}\right) + \text{Const.},$$

wie durch Differentiation leicht zu verificiren ist. Die weitere Entwickelung des entsprechenden bestimmten Integrales führt mit Weglassung aller Zwischenrechnung auf die Formel:

$$J = \frac{A}{B[x' + \vartheta(x'' - x')]^2} \left\{ \frac{1}{\sqrt{1+B}} \operatorname{arc\,tg} \sqrt{1+B} \left[\frac{\sin(x' - x'')}{\cos(x' - x') + B \sin x' \cos x'} \right] - (x' - x'') \right\},$$

aus welcher man durch Einsetzen der ursprünglichen Werthe λ, A u. s. w. die gewünschte Relation erhält.

Es ist: $$J = J_c + J_v,$$

wo die beiden Theile, aus denen J zusammengesetzt ist, die Form haben:

$$J_c = a^2 \cdot \frac{\frac{1}{\lambda'} - \frac{1}{\lambda''}}{\left[\frac{1}{\lambda'} + \vartheta\left(\frac{1}{\lambda'} - \frac{1}{\lambda''}\right)\right]^2},$$

$$J_v = -a^2 \cdot \frac{\frac{1-r^2}{1+r^2}}{2\pi n \left[\frac{1}{\lambda'} + \vartheta\left(\frac{1}{\lambda'} + \frac{1}{\lambda''}\right)\right]^2} \operatorname{arc\,tg}\left(\frac{1+r^2}{1-r^2} \cdot \frac{\sin 2\pi n \left(\frac{1}{\lambda'} - \frac{1}{\lambda''}\right) A}{\cos 2\pi n \left(\frac{1}{\lambda'} - \frac{1}{\lambda''}\right) A + \frac{4r^2}{(1-r^2)^2} \sin 2\pi n \frac{A}{\lambda'} \sin 2\pi n \frac{A}{\lambda''}} \right) : A.$$

Die Intensität J an irgend einer Stelle der Platte setzt sich also immer aus zwei Theilen zusammen: 1) aus einem constanten Betrage J_c, der gleichförmigen Erhellung des Gesichtsfeldes, zu der 2) ein mit der Dicke variabler Werth J_v hinzutritt, der bald positiv, bald negativ ist und den Wechsel von hellen und dunklen Streifen bedingt. Bei der Ableitung der Formel wurde keinerlei Vernachlässigung gemacht; wenn dadurch die schliessliche Gestalt der Function auch etwas complicirt geworden ist, so lässt sich doch aus ihr der allgemeine Verlauf der Erscheinung bei zunehmender Dicke der Schicht, an welcher die Interferenzen erzeugt werden, erkennen:

Das variabele Glied stellt sich (abgesehen von constanten Factoren) als Bogen einer trigonometrischen Function dar, welche mit ihrem Argumente das Zeichen wechselt, dividirt durch den Gangunterschied selbst (derselbe ist, wie schon oben erwähnt, in denselben Einheiten wie die Wellenlängen ausgedrückt, d. h. durch eine sehr grosse Zahl dargestellt). Die trigonometrische Function enthält nur Glieder, deren Werth zwischen -1 und $+1$ liegt, und wird nie unendlich gross. Da der Bogen durch Δ selbst dividirt ist, so folgt, dass, ganz in Uebereinstimmung mit der Erfahrung, die absolute Grösse der Helligkeitsschwankungen um den constanten Mittelwerth J_c mit wachsendem Gangunterschiede fortwährend abnimmt, d. h. die hellen und dunklen Streifen heben sich immer weniger von dem gleichmässig erleuchteten Grunde ab.

Wenn der absolute Betrag dieses Gliedes so klein geworden ist, dass das Verhältniss der durch dasselbe bestimmten Modificationen der mittleren Helligkeit zu der Helligkeit der Minima gleich der Unterschiedsschwelle geworden ist, so verschwinden die Interferenzstreifen und treten bei weiterer Steigerung des Gangunterschiedes Δ nicht wieder hervor, sondern sinken immer tiefer unter die Merklichkeitsgrenze hinab. Das Auftreten von Interferenzperioden höherer Ordnung im Müller'schen Sinne ist durch die Formel also ausgeschlossen.

Die Aufsuchung der Maximal- und Minimalwerthe selbst führt auf eine transcendente Gleichung, deren Wurzeln periodische Functionen des Gangunterschiedes Δ sind. Da die Formeln indess für den praktischen Gebrauch etwas unhandlich werden,

so ist eine numerische Berechnung der in Betracht kommenden Ausdrücke der vollständigen analytischen Durchführung des Problems im gegebenen Falle vorzuziehen. Dieselbe kann unmittelbar an den oben für J ermittelten Werth anknüpfen und gestaltet sich, wie folgt: Ist bei irgend einer Lichtquelle durch den Versuch der Gangunterschied D ermittelt worden, bei dem die Streifen eben zu verschwinden anfangen, so führt man neben der durch directe spectrometrische Messungen bestimmten mittleren Wellenlänge λ_m der Spectrallinie deren Breite b ein, sodass, $\lambda' < \lambda''$ vorausgesetzt:

$$b = \lambda'' - \lambda'; \qquad \frac{1}{\lambda'} = \frac{1}{\lambda_m - \frac{b}{2}}, \qquad \lambda'' = \frac{1}{\lambda_m + \frac{b}{2}},$$

$$\frac{1}{\lambda'} - \frac{1}{\lambda''} = \frac{b}{\lambda_m^2 - \left(\frac{b}{2}\right)^2}$$

wird, und berechnet für eine Reihe von zunächst willkürlich angenommenen Werthen von b die in dem oben für J_c gegebenen Ausdrucke enthaltene arc tg-Function für eine Reihe von Werthen von A, welche in der Nähe von dem gefundenen D liegen. Durch engeres und engeres Tabuliren wird man schliesslich den Maximalwerthen A_b dieser arc tg-Function immer näher kommen, wie sie den einzelnen Werthen von b entsprechen. Alsdann braucht man nur die Ausdrücke:

$$-2a^2 \frac{\frac{1-r^2}{1+r^2}}{2\pi n\left[\frac{1}{\lambda'} + \vartheta\left(\frac{1}{\lambda'} - \frac{1}{\lambda''}\right)\right]^2} \cdot \frac{A_b}{D} : J_c$$

zu bilden (wobei der unbestimmte Factor ϑ herausfällt) und dieselben mit der Unterschiedsschwelle für die betreffende Strahlengattung zu vergleichen. Die beiden b-Werthe, für welche die berechneten Ausdrücke dieser Unterschiedsschwelle am nächsten liegen, enthalten den wahren Werth zwischen sich, dem man sich durch weitere Theilung des Intervalls und schliesslich durch Interpolation beliebig nähern kann. (Es ist hier der Quotient der Helligkeitsdifferenz mit dem mittleren Helligkeitswerthe, statt mit dem Werthe der unteren

Helligkeit zu der Unterschiedsschwelle in directe Beziehung gesetzt; der dadurch entstehende Fehler ist hier indessen zu vernachlässigen. Nach Hrn. F. Lippich[1]) ist die Unterschiedsschwelle für das gelbe Natriumlicht gleich $^1/_{50}$; die Abweichung, welche sich ergibt, wenn man diesen Werth nicht, wie es gewöhnlich geschieht, auf die schwächere Reizintensität bezieht, sondern auf den Mittelwerth beider miteinander verglichenen Helligkeitswerthe, beträgt demnach in diesem speciellen Falle nur 1 Proc.; dies dürfte aber überhaupt die Genauigkeitsgrenze sein, bis zu der man bei Versuchen dieser Art gelangen kann.)

Man ist hiernach in den Stand gesetzt, unter Berücksichtigung aller in Betracht kommenden Momente aus Beobachtungen über maximale Gangunterschiede die wirklichen Breiten der Spectrallinien numerisch zu bestimmen. Der ermittelte Zahlenwerth gibt immer die wirkliche Breite der Linie selbst, wenn nicht gerade die durch den Versuch ermittelte Grenze durch das Aufhören der Interferenzfähigkeit des Lichtes überhaupt bedingt ist. Jedenfalls gibt die berechnete Grösse auch dann noch eine obere Grenze für die Breite, auf deren Ermittlung es meist allein ankommt.

Ich habe nach den drei im Vorhergehenden ausführlicher besprochenen Richtungen hin Versuche angestellt, von denen ich mir weiter unten zwei Reihen als Beispiele mitzutheilen erlaube. Nach der zunächst zu gebenden Beschreibung der dabei benutzten Apparate wird es nöthig sein, mit einigen Worten auf die Grenzen einzugehen, an welche man bei der experimentellen Ausführung der Methode gebunden ist; dieselben liegen zum Theil in dem Wesen der Methode selbst begründet, zum Theil hängen sie mit der Natur der Apparate zusammen, welche bei diesen Untersuchungen zu verwenden sind. Die Versuche selbst beziehen sich auf Erscheinungen an gefärbten Flammen. Ich hoffe auf andere Anwendungen der hier besprochenen Principien bei späterer Gelegenheit näher eingehen zu können.

---

1) F. Lippich, Zeitschr. f. Instrumentenkunde p. 167. 1882.

II. Apparate.

A. Die Interferenzenapparate.

1) Das Interferenzialspectrometer. In der schon mehrfach citirten früheren Arbeit[1]) wurde die zerschnittene Interferenzplatte in einen besonders construirten Beleuchtungsapparat gebracht, der im wesentlichen aus zwei Linsen, einem total reflectirenden Prisma und einem Prismensatz mit gerader Durchsicht bestand. Hier kam es vor allen Dingen auf grosse Lichtstärke an, die Zahl der reflectirenden und brechenden Flächen des Apparates war daher auf ein Minimum zu beschränken. Ich habe für andere Zwecke dem ganzen Apparate eine compendiösere Form gegeben, indem ich den Interferenzenapparat direct mit einem gewöhnlichen Spectralapparat als Illuminator verband. So entstand ein einfaches, aber sehr empfindliches Messinstrument, welches zwar keine absoluten Wellenlängen, sondern nur Wellenlängenänderungen, dies aber mit einer grösseren Genauigkeit zu bestimmen gestattet, als es selbst mit dem empfindlichsten Spectrometer möglich ist, und für welches ich mir die Bezeichnung „Interferenzialspectrometer" vorzuschlagen erlaube.

Die einfachste Gestalt des Apparates ist die folgende (Fig. 1). An demjenigen Arme eines gewöhnlichen Laboratorienspectralapparates, welcher das Beobachtungsfernrohr trägt, wird eine Trägerschiene angeschraubt. Der Ocularkopf des Beobachtungsfernrohres wird, nachdem vorher der Spectralapparat in gewöhnlicher Weise justirt worden ist, durch einen anderen ohne Oculare ersetzt, der genau in der Focalebene des Objectives eine Blende enthält. Die inneren Ränder der von beiden Seiten hereinzuschiebenden Blendenstücke sind der scheinbaren Krümmung der Spectrallinien entsprechend geschnitten. Auf den Blenden entsteht ein reelles scharfes Bild des Spectrums, aus dem durch dieselben jede beliebige Linie ausgeblendet und zur Beleuchtung der Interferenzplatten verwendet werden kann. Wegen der sogleich zu beschreibenden weiteren Theile des Apparates ist es nicht möglich, das Auge unmittelbar

1) H. Ebert, Wied. Ann. **32.** p. 337. 1887.

vor die Blendenöffnung zu bringen und die Einstellung einer bestimmten Linie auf dieselbe direct vorzunehmen. Entweder hat man aber schon vorher die betreffende Linie, welche gerade untersucht werden soll, in die Mitte des Gesichtsfeldes gebracht, sodass ihr Ausblenden nicht schwer fällt, wenn man die genaue centrale Stellung der Blendenspalte aussen an den Blenden in irgend einer Weise markirt. Vortheilhafter ist es, mit dem Fernrohrarm eine Scala zu verbinden und der Ocularblende ein für alle mal eine bestimmte feste Stellung zu geben, weil es auf diese Weise leicht ist jede beliebige Linie mit gegebener Wellenlänge herauszugreifen und umgekehrt jede Linie, deren Licht eben verwendet wird, zu erkennen, wenn man die Reduction der Scala auf Wellenlängen kennt. Sehr bequem ist es ein einfaches (nichtachromatisches) Ocular nur aus einer kleinen Sammellinse mit zweckentsprechender Brennweite bestehend mit einem darunter stehenden kleinen totalreflectirenden Prisma zu verbinden. Das letztere hängt durch einen Ausschnitt in der oberen Hälfte der Ocularhülse bis zur Mitte des Fernrohres herab. Man kann alsdann durch das Ocular nach unten blickend die Ocularspaltöffnung mit der ausgeblendeten Spectrallinie scharf und deutlich sehen; nach vorgenommener Einstellung wird dieses Einstellungsocular mit dem Prisma wieder abgenommen. Wenn nur sehr intensive, durch weite Zwischenräume von benachbarten getrennte Spectrallinien zur Beleuchtung verwendet werden, wie es in den unten mitgetheilten Versuchsreihen der Fall war, so braucht man nur den Arm des Fernrohres hin und her zu bewegen und erkennt ohne weiteres an der Art Erhellung des Gesichtsfeldes, ob die ausgeblendete Spectrallinie die gewünschte ist.

Die durch den Ocularspalt gegangenen homogenen Strahlen werden in 27 cm Entfernung von einer Sammellinse parallel gemacht und fallen senkrecht auf die Interferenzplatten. Der Träger derselben steht auf einem Schlitten, der in Schwalbenschwanzführung auf der Trägerschiene hingleitet und durch Klemmschraube in jeder Stellung feststellbar ist. Sollen die Streifen gleichzeitig auf beiden Plattenhälften deutlich erscheinen, so ist es nothwendig, dass die Rückflächen derselben genau in einer Ebene liegen. Hierzu sind beide auf eine kreis-

förmige, vollkommen eben geschliffene und schwarzgebeizte dicke Messingscheibe aufgerieben, auf der sie durch zwei übergelegte schmale Gummibänder festgehalten werden; die Trennungsfuge beider Plattenhälften verläuft horizontal. Um die Stellung der Platte gegen die auffallenden Strahlen genau reguliren zu können, wird die messingene Trägerplatte durch eine Spiralfeder A gegen drei Stellschrauben C_1, C_2, C_3 (C_3 ist in der Figur nicht sichtbar) gezogen, welche durch den verticalen, direct auf dem Schlitten aufgeschraubten Träger geführt sind. Die Feder A ist in eine Federbüchse E eingeschlossen, welche in dem Träger befestigt ist.

Dicht unterhalb der Axe des Fernrohres ist ein kleines totalreflectirendes Prisma D mit verticalen Kanten befestigt. Wenn das Auge von der Seite her in dieses blickt, so kann es durch die Linse L hindurch auf die Oberfläche der Platte P accommodiren und die daselbst zu Stande kommenden Interferenzstreifen deutlich sehen. Die Linse L wirkt dabei als Lupe. Dem verschiedenen Accommodationsvermögen der verschiedenen Augen entsprechend ist die Entfernung Linse — Platte (LP) verschieden zu wählen. Durch geeignete Blenden G wird dem Auge einmal eine feste Stellung gegeben und andererseits der in das Auge gelangende Strahlenkegel in geeigneter Weise beschränkt. Die Blendenöffnungen befinden sich in einem Messingblechstreifen, der in einer einfachen Führung verschiebbar ist. Durch eine kleine Aenderung der Neigung und die dadurch hervorgerufene Verschiebung der Streifen erkennt man, ob die beiden Plattenhälften richtig, d. h. mit ihren Verjüngungen gegeneinander liegen, in welchem Falle die Streifen nach entgegengesetzten Seiten bei jeder minimalen Lagenänderung wandern. Der Sinn der Keilverjüngung selbst wurde durch Streifenverschiebungen, die bei Vermehrung und Verminderung der Menge eines leuchtenden Dampfes (gewöhnlich Lithiumdampf) eintreten, festgestellt; deren Richtung durch Versuche am Newton'schen Glase vorher bestimmt worden war.

Durch Drehen an den Stellschrauben C wird der Platte P zunächst angenähert eine solche Stellung gegeben, dass die reflectirten Strahlen nach D, und von da nach G hin geworfen

werden, wo man die Blenden zunächst entfernt. Durch fortgesetztes Corrigiren an den Schrauben wird die Plattenstellung so regulirt, dass beide Hälften gleich hell erscheinen, und schliesslich werden die Blenden eingeschoben.

Man kann auch sämmtliche Theile in ein Rohr einschliessen, welches nach Abnahme des Beobachtungsoculares auf das Ocularende des Fernrohres aufgeschoben wird, und dadurch den Spectralapparat sofort in ein Interferenzialspectrometer verwandeln. Ein derartiger Ocularkopf ist in der Fig. 1, von oben gesehen, dargestellt. *D* und *L* sind fest mit dem Rohre, das innen zu schwärzen ist, verbunden. Der Interferenzapparat (Messingplatte *M*, Stellschrauben und Feder) sind mit dem Boden des Rohres *B* verbunden, der nach Auflegen der Interferenzplatten kapselförmig auf das Rohrende aufgeschoben wird. Das seitlich angesetzte Ocularrohr *H* trägt eine Revolverblende *G*. Bei dieser Anordnung wird alles störende Licht abgehalten; ein derartiger Interferenzialocularkopf dürfte einen Spectralapparat in derselben Weise ergänzen, wie etwa ein Ocularkopf mit fluorescirendem Soret'schen Ocular.

Zur Lösung gewisser astrophysikalischer Aufgaben könnte eine derartige Hülse mit Interferenzplatten mit dem Telespectroskop als Illuminator ohne Schwierigkeiten verbunden werden. Sehr empfehlen würde sich wegen ihrer bequemen Handhabung eine Anordnung mit geradsichtigem Prismensatz, wo Collimator, Fernrohr und Interferenzappart in einem einzigen Rohre befestigt sind, und die verschiedenen Stellen des Spectrums auf den Ocularspalt durch geringes Drehen des Prismensatzes um eine seinen Kanten parallel verlaufende Axe bewirkt wird. Ein solches Rohr kann direct an das Ocularende des Teleskopes angeschraubt werden. Die genauere Beschreibung dieser Vorrichtung mit den Details der mechanischen Ausführung gedenke ich bei anderer Gelegenheit zu publiciren.

Ueber eine eventuelle Verbindung des hier beschriebenen Apparates mit dem Apparate zur Ermittelung der Maximalgangunterschiede hoher Interferenzen s. w. u.

2. Interferenzapparat für hohe Gangunterschiede (Fig. 3). Der zur Ermittelung der Interferenzfähigkeit des

Lichtes verschiedener Lichtquellen benutzte Apparat bestand im wesentlichen aus einem Newton'schen Glase, von dem die eine Componente durch eine sehr sorgfältig gearbeitete Stempelführung gegen die andere messbar bewegt werden konnte.[1]) Der Apparat stammt aus der Werkstatt des Hrn. Krille in Leipzig und wurde mir von Hrn. Geheimrath G. Wiedemann gütigst zur Verfügung gestellt, wofür ich hier meinen besten Dank ausspreche.

Die Gläser des Newton'schen Farbenglases haben 50 mm Durchmesser; das obere planconvexe Glas A (mit 11 m Krümmungsradius) ist in der Messingfassung C befestigt, welche durch drei Zugschrauben D und ebensoviele Druckschrauben E (in der Figur nur zwei, resp. eine sichtbar) mit einem kreisförmigen, festen Messingrahmen F in Verbindung steht, der durch sechs Messingsäulen getragen wird. Diese Säulen, von denen in der Figur nur die drei vorderen zur Darstellung gelangten, ruhen auf dem Messingringe G, der mit dem Träger des Ganzen, dem Gestelle H fest verbunden ist. Zwischen den Führungsleisten JJ gleitet der Stempel K, welcher durch eine kräftige Feder L, (in einem Ausschnitt des Trägers H befindlich), fortwährend niedergezogen wird. Auf dem geschwärzten Tische M, der vom Stempel getragen wird, ist das Planparallelglas B aufgekittet; dasselbe kann bei Hebung des Stempels durch den Messingrahmen F hindurch bis zur völligen Berührung dem festen, oberen Glase A genähert werden. Durch die sechs Stellschrauben D und E kann die Stellung beider Gläser gegeneinander nach Belieben geändert und die Mitte des durch Reflexion an den Grenzflächen der zwischen A und B eingeschlossenen Luftschicht entstehenden Interferenzsystems nach jeder Stelle der Platte hingebracht werden. Die Einstellung der Platte A geschieht zunächst nur durch die Schrauben E; dann werden die Schrauben D angezogen, wobei auf gleichmässiges Anziehen aller Schrauben zu sehen ist, weil sonst die obere Platte und damit das Curvensystem der Interferenzstreifen stö-

1) Eine Beschreibung einer ähnlichen Vorrichtung, mit der die von mir benutzte wenigstens im wesentlichen übereinstimmt, findet sich mit schematischer Seitenansicht bei A. Witz, Cours de manipulations de physique. Paris 1883 p. 392.

rende Deformationen erleidet. Ein selbstthätiges Lockern der Schrauben bei der Benutzung des Apparates ist nie bemerkt worden.

Die Stempelführung hat 8 cm lange Gleitflächen im Minimum, d. h. wenn der Stempel seine höchste Stellung einnimmt. Durch Anziehen der die Führungsleisten *JJ* haltenden Schrauben kann ein sehr strenges Gehen des Stempels *K* in der Schwalbenschwanzführung herbeigeführt werden, nur ist alsdann durch sorgsames Reinhalten und Einölen der Gleitflächen dafür zu sorgen, dass die Kraft der Feder *L* immer ausreicht, den Stempel herabzubewegen. Die Führung des Stempels war bei dem von mir benutzten Instrumente eine so sichere, dass, wenn die Mitte des Curvensystems bei niedrigen Gangunterschieden an irgend eine Stelle gebracht war, dieselbe ungeändert daselbst verblieb, wenn man zu den höchsten Gangunterschieden überging und dabei die Gläser in einzelnen Fällen bis auf 17 mm voneinander entfernte. Ein Schleudern des Stempels in der Führung war also vollkommen beseitigt worden.

Durch die Spiralfeder wird *K* auf den abgerundeten Kopf der kräftigen, stählernen Mikrometerschraube *N* gedrückt. Diese Schraube *N* bewegt sich in der mit dem Fussgestell des Apparates fest verbundenen Mutter *O* und erhält ausserdem dadurch eine sichere Führung, dass ihr langer Schaft *P* sich durch das gleichfalls mit *H* fest verbundene Lager *Q* bewegt.

Die Drehung dieser Mikrometerschraube durch den Beobachter geschieht vermittelst der mit Griffscheibe versehenen Stange *R*, welche den langen Trieb *S* in Bewegung setzt, in den das grosse Kammrad *T* eingreift. Die Ganghöhe der Schraube beträgt einen halben Millimeter. Auf der Vorderfläche des Stempels *K* ist eine Millimetertheilung angebracht. Durch den Index *U* wird die Entfernung der beiden Newton'schen Gläser angezeigt; zugleich werden die ganzen Doppelumdrehungen von *T* gezählt. Um die Dicke der Luftschicht zwischen den Interferenzgläsern noch genauer beurtheilen zu können, als es durch die erwähnte Scala geschieht, ist mit der Schraube *N* die Scheibe *V* fest verbunden, deren Peripherie in hundert gleiche Theile getheilt ist. Durch den in einer Schwalbenschwanzführung leicht beweglichen und vermöge seiner

eigenen Schwere fortwährend auf der Scheibe V gleitenden Index W kann somit die Entfernung der Interferenzgläser voneinander bis auf $^1/_{200}$ mm genau direct abgelesen, und bis $^1/_{2000}$ mm genau geschätzt werden.

Durch die Fussschrauben XX kann die Stellung der Interferenzgläser gegen die auffallenden Strahlen beliebig regulirt werden; die Durchbohrung Z in der Fussplatte Y des Apparates gewährt dem Schraubenschafte P den nöthigen Spielraum bei Beobachtung von Interferenzen mit sehr hohen Gangunterschieden.

Durch die Interferenz der an der Ober- und Unterfläche der planconvexen Linse reflectirten Strahlen erhält man neben dem zu beobachtenden Curvensystem stets noch ein zweites, ständiges, welches nahezu die Mitte der Interferenzplatte einnimmt. Um von diesem Systeme bei der Beobachtung möglichst wenig gestört zu werden, wurde die Axe der Planconvexlinse nicht genau senkrecht zur Oberfläche des darunter liegenden Planglases gestellt, sondern etwas gegen diese geneigt, sodass die Stelle geringster gegenseitiger Entfernung beider Gläser ausserhalb der Mitte zu liegen kam; dementsprechend lag die Mitte des an der Luftplatte zu Stande gekommenen Curvensystems mehr nach dem Rande des Gesichtsfeldes hin. Ausserdem war stets das Gesichtsfeld bis auf diejenigen Partien abgeblendet, wo die Interferenzringe das Maximum der Deutlichkeit zeigten.

Zur Beleuchtung dieses Interferenzapparates diente der schon bei früherer Gelegenheit benutzte Apparat.[1]) Derselbe sondert homogenes Licht aus, macht die Strahlen untereinander parallel und lässt sie senkrecht auf die Interferenzplatten fallen. Es war nur nöthig, den soeben beschriebenen Interferenzapparat Fig. 3 an Stelle des früher benutzten, in der Fig. 3 auf Taf. III mit F bezeichneten Tischchens, welches die Interferenzplatten trug, zu stellen. Bei den unten mitgetheilten Versuchen war übrigens eine prismatische Zerlegung nicht nöthig, um das eintretende Licht hinreichend homogen zu machen. Wenn das Licht der Natriumflamme benutzt wurde, genügte es, an Stelle

1) H. Ebert, Wied. Ann. 32. p. 357. 1887. Taf. III Fig. 3.

des Prismensatzes eine 1 cm dicke Schicht einer concentrirten Lösung von doppeltchromsaurem Kali vor die Hülse *H* (vgl. die der früheren Arbeit beigegebene Fig. 3 a. a. O. Taf. III) des Beleuchtungsapparates zu stellen, um die grünen und blauen Strahlen der Bunsenflamme vollständig abzuhalten; in vielen Fällen konnte selbst diese wegbleiben.

Zur Einstellung des Interferenzapparates im Beleuchtungsapparate waren an der Unterfläche des Ringes, welcher die grosse Convexlinse *W* trug, zwei dünne Drähte so ausgespannt, dass sie sich genau in der Mitte der Ringöffnung kreuzten. Das Einstellungsverfahren selbst war das folgende: Nachdem der Arm P_2 in eine solche Höhe gebracht worden war, dass die Entfernung der Linse *W* von der Mitte der Hypotenusenfläche des totalreflectirenden Prismas *T* gleich der Brennweite der ersteren für die benutzte Strahlengattung war, wurde die Linse *W* aus ihrem Lager herausgenommen, und von oben her ein Senkel herabgelassen, dessen Schnur an die Endfläche des totalreflectirenden Primas angedrückt wurde. Der Ring wurde so lange in seiner Horizontalebene bewegt; bis der Durchkreuzungspunkt der Drähte genau an den Faden zu liegen kam. Auf die obere, ebene Fläche der Planconvexlinse des Newton'schen Farbenglases wurde eine Dosenlibelle gestellt, und durch gleichzeitiges Schieben des ganzen Interferenzenapparates und Drehen an den Fussschrauben wurde dem Apparate eine solche Stellung gegeben, dass die bezeichnete Fläche genau horizontal verlief und von der durch das Senkel bezeichneten Verticalen gerade in der Mitte getroffen wurde. Endlich wurde das Diaphragma *I* so gestellt, dass seine Oeffnungen stets in die genannte Verticale fielen, damit vom Beobachter so dicht wie möglich an der Endfläche des totalreflectirenden Prismas hin gesehen wurde. Dadurch kamen nur Strahlen zur Verwendung, welche an den äussersten Partien der Hypotenusenfläche des Prismas *T* reflectirt wurden, und man näherte sich den zur Erreichung hoher Gangunterschiede nöthigen experimentellen Bedingungen (s. o.) so sehr als möglich[1]); mit Hülfe des an den Begrenzungsflächen der Linse *W* und der

1) Ein vollständig genauer Parallelismus und senkrechtes Auffallen

ersten Fläche des Interferenzenapparates entstehenden Spiegelbildes des hellerleuchteten Prismas, welche sich decken müssen, lässt sich controliren, ob die Einstellung unverändert dieselbe geblieben ist.

Die Dimensionen des Apparates waren solche, dass die Veränderung des Gangunterschiedes durch Drehen an dem Kopfe der Stange *R* vorgenommen werden konnte, ohne dass der Beobachter das Auge von dem Diaphragma zu entfernen brauchte. Zur Ablesung wurde die Scala mittelst einer Blendlaterne beleuchtet. Für die Beobachtungen mit Natriumlicht war eine Tabelle berechnet worden, welche den Stand der Scala (mit Rücksicht auf eine kleine vorhandene Indexcorrection) für diejenigen Gangunterschiede gab, bei welchen die Interferenzsysteme der beiden Natriumlinien sich gerade verstärken. Dadurch konnte unmittelbar immer auf diese Maxima der Sichtbarkeit eingestellt werden.

Es ist nicht schwer, dem soeben beschriebenen Apparate für die Lösung der oben angedeuteten astrophysikalischen Aufgaben eine solche Gestalt zu geben, dass er bequem mit dem Telespectroskop als Illuminator verbunden werden kann. Das Wesentliche eines solchen Apparates ist ein — etwa cylindrischer — Stempel, der sich in einer Hülse, ohne zu schleudern mikrometrisch bewegen lässt. Mit der Hülse ist die Planconvexlinse, mit dem Stempel das Planparallelglas fest verbunden; das Ganze ist an dem Boden eines dem in Fig. 1 mit *B* bezeichneten ähnlichen, deckelartigen Verschlusses befestigt und kann nach Abnahme des Kopfes *B* direct auf die Hülse des Interferenzialspectrometers Fig. 1 aufgeschoben werden, ohne eine zu starke Belastung herbeizuführen. Dadurch würde dieses Instrument zugleich für diejenigen Aufgaben unmittelbar verwendbar sein, wo es sich darum handelt, die mit einer gewissen Strahlengattung erreichbare Maximalhöhe des Gangunterschiedes zu ermitteln.

---

aller Strahlen ist infolge der sphärischen Abweichung auch hier noch nicht erreicht; gegen die übrig bleibende schwache Divergenz, resp. Convergenz ist die Abweichung infolge der genannten Neigung beider Interferenzgläser gegeneinander zu vernachlässigen.

B) Hülfsapparate.

Zu den unten beschriebenen Versuchen, bei denen Salzperlen verschieden tief in den Mantel der Flamme eingeführt wurden, ist ein Terquembrenner[1]) benutzt worden, weil bei diesem der schwach bläulich leuchtende Flammenmantel, welcher den heller leuchtenden inneren, grünlichen Kegel umgibt, bedeutend dicker als bei dem gewöhnlichen Bunsenbrenner ist. Die durch das Kreuz abgetheilte Brennerröhre hatte 14 mm im Lichten; bei 22 mm Gasdruck und 12 mm Entfernung des unteren Endes der Brennerhülse von der Bodenplatte des Brenners, zwischen denen die zur Verbrennung der Flamme von innen zugeführte Luft eintritt, war die Flamme 9 cm, der innere Kegel 3 cm hoch; an der breitesten Stelle der Flamme, an welcher die Salzperlen eingeführt wurden, und die etwas unterhalb der Mitte des Collimatorspaltes vom Spectralapparate gestellt wurde, war der Flammendurchmesser 22 mm; der Durchmesser des inneren Kegels in der gleichen Höhe betrug 6 mm, sodass der einzuführenden Salzperle ein Weg von 8 mm von einer Begrenzungsfläche des Flammenmantels zur anderen zur Verfügung stand.

Die Perlen waren in der gewöhnlichen Weise an Platindrahtösen angeschmolzen, welche ausser in den Fällen, wo das Gewicht der verdampften Salzmenge durch Wägung vor und nach dem Versuche ermittelt werden sollte, an kurze Glasröhrchen angeschmolzen waren. Um in dem letzterwähnten Falle möglichst grosse Salzperlen zu erhalten, und dann, wenn es sich darum handelte, verschiedene Salze in bestimmtem Gewichtsverhältnisse zu einer Perle zusammen zu schmelzen, wurden die Salze zunächst im Platintiegel geschmolzen und die Perlen durch wiederholtes Eintauchen der Platindrähte in die geschmolzenen Salze erhalten; auf diese Weise waren die Salze zugleich wasserfrei, und ihr Verdampfen ein völlig ruhiges, nicht durch Wasserdampfentwickelung und Spratzen gestörtes.

Bei den folgenden Versuchen handelte es sich darum, die Salzperlen völlig gleichmässig und immer bis zu messbaren Tiefen in den Flammenmantel einzuführen; damit dies vom

1) A. Terquem, Compt. rend. **91.** p. 1484. 1880; Beibl. **4.** p. 612.

Beobachter selbst geschehen konnte, ohne dass er seinen Platz am Ocularende des Interferenzialspectrometers zu verlassen brauchte, wurden die Glasröhrchen mit den Platindrähten von einer in Fig. 2 dargestellten Hebelvorrichtung getragen. AB ist ein 55 cm langer Stab, der in C seinen Drehpunkt hat. Er ruht auf der horizontalen Leiste DD, welche in der geeigneten Höhe auf dem Tische, welcher den Spectralapparat trägt, befestigt ist. Bei E drückt eine Spiralfeder, welche sich gegen eine verticale, mit dem Stabe DD fest verbundene Platte stützt, den längeren Hebelarm des Stabes AB in der von dem Pfeil bezeichneten Richtung zurück. Bei A ist eine Schnur befestigt, welche nach der Rolle F läuft. Dieselbe wird gegen den auf dem Tische befestigten Klotz G durch eine Schraube mit federnder Unterlegplatte so fest gedrückt, dass sie trotz der Spannung der Feder E in jeder Stellung stehen bleibt. Mit dieser Rolle ist einerseits der Hebelarm H, andererseits der Zeiger J befestigt, welch' letzterer auf der Theilung KK spielt. Der Klotz G ist auf einer Stelle des Tisches befestigt, wo die Hand des Beobachters leicht den Hebel H dirigiren kann; die Scala KK ist in Grade eingetheilt.

Das kürzere Ende des Hebels AB trägt nicht einen einfachen Stift zum Ueberschieben eines mit Platindraht und Salzperle versehenen Glasröhrchens; bei der grossen Flüchtigkeit mancher der zu verwendenden Salze war es in hohem Grade erwünscht, rasch hintereinander mehrere Perlen unter genau den gleichen Bedingungen untersuchen zu können.

Das Ende B des Stabes AB trägt daher die Rolle L in einem gabelförmigen Lager; auf der Axe derselben sitzt die Scheibe M, welche vier Stifte zum Befestigen von ebensoviel Platindrähten trägt. Rolle und Scheibe können durch den Schnurlauf N gedreht werden. Die Schnur N läuft durch zwei Oesen auf dem Tische und ist immer gespannt. Damit durch Ziehen an derselben die Einstellung des ganzen Hebels nicht verändert werden kann, sind die Stifte P, um welche sie herumläuft, so dicht wie möglich am Drehpunkte des Hebels befestigt. Damit die Perlen der an M befestigten Platindrähte (die Glasröhrchen derselben werden auf den Stiften durch etwas Klebwachs festgehalten) möglichst genau in dieselben Stellen

der Flamme kommen, ist die Vorrichtung mit einem einfachen Echappement versehen. Die Welle L trägt vier Daumen mit abgerundeten Köpfen, die sich einander paarweise gegenüber stehen, und deren Richtungen gerade zwischen die der Stifte an M fallen. Eine Feder O drückt jedesmal auf zwei der Daumen und hält die Rolle L fest. Der Widerstand, den sie einer Weiterdrehung von L entgegengesetzt, ist indessen gering, sodass durch gelindes Ziehen an N eine Perle nach der anderen in den Flammenmantel gebracht werden kann. Dieses Wechseln der Perlen kann natürlich nur geschehen, wenn der Hebel H etwas zurückgelassen ist, die Perle sich also am äussersten Saume des Flammenmantels befindet. Die Dimensionen des von mir benutzten Apparates sind die folgenden: Von C bis zur Platindrahtöse 20 cm, $CA = 50$ cm, Halbmesser von F 2 cm, Länge des Zeigers J 6 cm, Länge des Hebelarmes H 15 cm. Einer Verschiebung des Zeigers von einem Grade entspricht also eine Wanderung des Perlenortes von 0,2 mm. Da man Correctionen von 1 mm der Stellung des Endes vom Griffhebel H mit der Hand noch ganz bequem vornehmen kann, so hat man es, wie leicht zu finden, in der Hand, den Perlenort bis auf $^1/_{11}$ mm genau zu reguliren. Wenn diese Empfindlichkeit indess ihren Werth behalten soll, muss dafür Sorge getragen werden, dass die Flamme nicht durch Windzug deformirt wird, was durch geeignet aufgestellte Schirme erreicht werden konnte. Durch dunkle Schirme und Blenden wurde das Auge völlig vor störenden Lichteindrücken geschützt.

Wo es sich darum handelte, dauernd eine möglichst gleichmässige Färbung der Flammen zu haben, wurde das von mir schon bei einer früheren Gelegenheit[1]) verwendete, von Hrn. Gouy[2]) angegebene Verfahren benutzt, die Salze in bestimmten Quantitäten zu lösen, die Salzlösung zu zerstäuben und den feineren Staub derselben der dem Brenner zugeführten Luft beizumischen. Es wurde dementsprechend der frühere Apparat mit nur unbedeutenden Modificationen verwendet. (Aus Versehen sind in der Beschreibung des Apparates zwei falsche,

1) Wied. Ann. 32. p. 345 f. 1887.
2) Gouy, Ann. de chim. et de phys. (5) 18. p. 23 f. 1879.

mit den Bezeichnungen in der Figur nicht übereinstimmende Buchstaben stehen geblieben. P. 347, Z. 15 v. o. muss S statt σ stehen, und p. 350, Z. 4 v. u. ist D' statt O' zu lesen.)

In den Fällen, wo die Dampfmenge in der Flamme unter sonst völlig ungeänderten Bedingungen schnell hintereinander gewechselt werden sollte, wurden die zu zerstäubenden Lösungen nicht in das Gefäss geschüttet, wo die Zerstäubung selbst stattfand, und von dort durch den Zerstäuber angesaugt, sondern aus Mariotte'schen Flaschen mit einem kleinen Ueberdruck dem Zerstäuber zugeführt. Dabei waren mittelst eines Dreiweghahnes immer je zwei Flaschen mit verschieden concentrirten Lösungen desselben Salzes mit dem Zerstäuber durch Schläuche verbunden, sodass durch Drehen des Hahnes unmittelbar hintereinander die eine oder andere Lösung mit dem Zerstäuber in Verbindung gesetzt werden konnte. Die Zeit, welche verstrich, ehe sich die Wirkung des Wechsels der Lösungen an der Flamme bemerklich machte, betrug nur wenig mehr als eine Minute, falls nicht allzu concentrirte Lösungen verwendet wurden. Es wurde immer die schwächer concentrirte Lösung zuerst zerstäubt; nach jedem Paar von Flaschen wurde eine Flasche mit destillirtem Wasser zum Ausspülen des Apparates einigeschaltet.

Ueber die Art, wie die von dem Apparate per Minute verbrauchte Gas- und Luftmenge bestimmt wurde, s. w. u.

Wenn zwei Brenner nebeneinander benutzt wurden, waren die Zuleitungen erst unmittelbar vor dem Eintritt in die Brenner gegabelt.

III. Grenzen der Methode.

1. Unter den Momenten, welche die Anwendungsfähigkeit der Methode in den oben angedeuteten Richtungen bei der experimentellen Ausführung eine gewisse Grenze setzen, ist zunächst eines hervorzuheben, welches zwar im einzelnen Falle die Brauchbarkeit der Methode beschränkt, sich jedoch auf die Anwendung derselben im allgemeinen nicht bezieht. Oben (S. 7) wurde darauf hingewiesen, welche Genauigkeit die Methode bei ihrer Verbindung mit dem Heliometerprincip zu erreichen gestattet,

wenn es sich darum handelt, minimale Verschiebungen einer Spectrallinie an sich, insbesondere die eventelle Verschiebung der a. a. O. näher definirten mittleren Wellenlänge bei ihrer Verbreiterung zu bestimmen. Derartige Bestimmungen sind besonders dann von Interesse, wenn die Verbreiterung der Linie nicht auf beiden Seiten gleichmässig fortschreitet, sondern nur einseitig und dementsprechend die mittlere Wellenlänge eine Verschiebung nach einer Seite hin erfährt. Will man aber mit unserer Methode diese bestimmen, so muss man beachten, dass bei den durch eine Linienverbreiterung hervorgerufenen Verschiebungen der Interferenzstreifen, diese wohl in keinem Falle mehr als eine ganze Streifenbreite betragen kann. Denn treten zu einer hinreichend schmalen Linie Partien von derselben Helligkeit einseitig hinzu, so lagern sich neben die Maxima der schon vorhandenen Interferenzstreifen einseitig neue hinzu. Da sich aber die Helligkeiten an jedem Punkte einfach addiren, so werden die resultirenden Interferenzmaxima die des ursprünglichen Linienelements immer mehr an Helligkeit übertreffen; gleichzeitig rücken die neuen Maxima immer weiter vorwärts, dem Sinne der fortschreitenden Verbreiterung an der Lichtquelle entsprechend. Die Minima werden gleichfalls immer heller und werden dabei immer mehr gegen die neuen Maxima hingeschoben. Dieselben verschwinden vollkommen, wenn die Breite des Spectralbandes eine solche geworden ist, dass bei dem betreffenden Gangunterschiede die Maxima des vorgeschobenen einen Randes gerade wieder auf die Maxima des anderen fallen; denn dann ist die ganze Platte mit gleich hellen Maximis stetig erfüllt. Dies tritt ein, wenn die Randstrahlen einen gerade um eine ganze Wellenlänge verschiedenen Gangunterschied bei der betreffenden Plattendicke besitzen. Die ursprünglichen Minima sind bei diesem Processe über die Plätze der ursprünglichen Maxima hinweg um eine Strecke gewandert, welche genau einer Streifenbreite entspricht. Treten noch neue Linienelemente zu den ursprünglichen hinzu, so addiren sich die durch dieselben im Interferenzbilde hervorgerufenen Helligkeiten zu den schon vorhandenen. Anfangs wird der dadurch an den Stellen der Maxima hervorgerufene Helligkeitszuwachs unmerklich sein, nur bei weiterer Verbreiterung können

relative Minima zwischen den sehr stark gehobenen Maximis vorübergehend wieder sichtbar werden. Sie sind sehr verwaschen und undeutlich, verschwinden rasch wieder und lassen kaum mehr eine Verschiebung erkennen. Ist die Differenz der Gangunterschiede für die Randstrahlen erst gleich zwei Wellenlängen geworden, so ist die Gesammthelligkeit des Gesichtsfeldes bereits eine so grosse geworden, dass neue Maxima bei weiter gehender Verbreiterung der Spectrallinie sich nicht mehr genügend abheben, um bemerklich zu werden. Messen und die Richtung der Streifenverschiebung wirklich bestimmen, kann man demnach nur so lange, als sich die Wanderung der Minima auf die erste Streifenbreite beschränkt.

In Wirklichkeit lässt sich auch diese Verschiebung um die erste ganze Streifenbreite nicht vollständig mit dem Auge verfolgen, weil unser Auge dunklere Partien in einem hellen Felde nur dann noch erkennt, wenn der relative Helligkeitsunterschied den Werth der Unterschiedsschwelle übersteigt. Ferner haben wir im allgemeinen wohl immer eine zweiseitige, aber nach der einen Seite stärkere Verbreiterung. Dieser Umstand schiebt die Grenzen, bis zu welchen die Streifenverschiebungen verfolgt werden können, noch weiter zurück. Dagegen geht die Verbreiterung einer Linie wohl meist in der Weise vor sich, dass zu den schon vorhandenen Schwingungen Nebenschwingungen treten, deren Amplituden nur allmählich zu bedeutenderen Werthen anwachsen. Infolge dessen tritt das Verschwinden der Interferenzstreifen erst etwas später ein, als es in dem Falle einer Verbreiterung mit durchweg gleichbleibender Intensität geschehen würde.

Die Grenze, bis zu welcher man bei einem gegebenen Gangunterschiede die Verbreiterung einer Linie verfolgen kann, setzt aber der Methode an sich keine Schranken: man braucht nur dünnere Platten anzuwenden, um das Phänomen weiter zu verfolgen. Umgekehrt kann man durch die Anwendung immer dickerer Platten immer frühere Stadien des Verbreiterungsprocesses beobachten.

2. Bei den in Abschnitt I durchgeführten allgemeinen Betrachtungen über die Einflüsse, welche die Interferenzfähigkeit

des Lichtes einer isolirten Spectrallinie bestimmen, wurde angenommen, dass wir Interferenzen bei jedem beliebigen Gangunterschiede erzeugen können. Für das Studium der hohen Interferenzen kommen hauptsächlich zwei Erscheinungen in Frage: 1. die Fizeau'schen Interferenzcurven gleicher Dicke und 2. die Mascart-Lummer'schen Interferenzcurven gleicher Neigung. Bei der Erzeugung der Interferenzen nach der ersten Methode wird ein mehr oder weniger weit geöffnetes Bündel von Strahlen verwendet, welches von einem Punkte einer an verschiedenen Stellen verschieden dicken Platte ausgegangen ist; das beobachtende Auge accommodirt auf Punkte der oberen Begrenzungsfläche der Interferenzplatte (bei senkrechter Incidenz! vgl. die Untersuchung der Herren Sohncke und Wangerin).[1]) Die resultirende Helligkeit in einem Punkte der Netzhaut hängt wesentlich ab von der Dicke der Platte an der betrachteten Stelle; der Wechsel derselben von Stelle zu Stelle gibt zum Zustandekommen der Interferenzcurven Veranlassung. Bei der Mascart[2])-Lummer'schen[3]) Erscheinung werden solche Strahlen, welche von einem grösseren oder kleineren Stücke einer möglichst planparallelen Interferenzplatte in derselben Richtung reflectirt worden sind, in einem Punkte vereinigt; das Auge accommodirt auf Unendlich. Die resultirende Helligkeit in einem Punkte des Interferenzbildes hängt lediglich von der Neigung des parallelen Strahlenbündels, welches in einem Punkte der Netzhaut vereinigt wird, zur Interferenzplatte ab.

Da man bei der erstgenannten Erscheinung wegen der endlichen Grösse der Pupillenöffnung nie das Zusammentreffen in einem Punkte von Strahlen hindern kann, welche unter verschiedenen Neigungen die Interferenzplatte verlassen und dementsprechend verschiedene Wege in derselben zurückgelegt haben, so erleiden die nach der ersten Art erzeugten Interferenzerscheinungen eine Störung, die sich um so fühlbarer macht, je grösser die benutzten Gangunterschiede sind. Der

1) L. Sohncke u. A. Wangerin, Wied. Ann. **12.** p. 1 u. 201. 1880.
2) Mascart, Ann. de chim. et de phys. **23.** p. 116. 1872.
3) O. Lummer, Wied. Ann. **23.** p. 49. 1884.

Einfluss dieser verschiedenen Neigung der an einer Platte von verschiedener Dicke zur Interferenz gelangenden Strahlen einer endlich ausgedehnten Lichtquelle ist zuerst von Verdet[1]), später von den Herren O. Lummer[2]) und S. Czapski[3]) genauer discutirt worden.

Verdet findet, dass bei einem Gesammtgangunterschiede von etwa k Wellenlängen, der an einer Platte mit dem Brechungsexponenten n erzeugten Interferenzen, bei senkrechter Incidenz Differenzen in den Gangunterschieden der an einem Punkte der Netzhaut zusammentreffenden Strahlen bis zu:

$$\frac{k\alpha^2}{2n^2} \text{ Wellenlängen}$$

vorkommen können, wenn α den scheinbaren Radius der Pupillenöffnung des Auges, resp. der vor dasselbe gebrachten kleineren Blendenöffnung ist. Dadurch ist die Höhe des Gangunterschiedes, bei der man noch deutliche Interferenzstreifen beobachten kann, an eine gewisse Grenze gebunden, welche in keiner näheren Beziehung zu der Interferenzfähigkeit des Lichtes an sich steht.

Von einem derartigen störenden Einflusse werden die Interferenzerscheinungen der zweiten Klasse selbst bei sehr hohen Gangunterschieden nicht betroffen. Dieselben empfehlen sich daher scheinbar mehr für die hier in Frage kommenden Zwecke. Ihrer Anwendung zum Aufsuchen der mit einer Lichtquelle erreichbaren maximalen Gangunterschiede stehen indessen einige praktische Schwierigkeiten im Wege, infolge deren man wohl stets der Fizeau'schen Erscheinung dort den Vorzug geben wird, wo es sich um ein stetiges Ansteigen zu immer höheren Gangunterschieden handelt. Die zweite Methode erfordert nämlich einen hohen Grad von Planparallelität der benutzten Interferenzplatte; selbst minimale Dickenänderungen dürfen nur auf einem ganz kleinen Flächenstücke vorkommen; benutzt man beispielsweise bei senkrechter Incidenz ein paralleles Strahlenbündel von 12 mm Durchmesser (etwa bei Abblenden der Oeff-

1) E. Verdet, Wellentheorie des Lichtes; deutsch von K. Exner 1. p. 72. 1881.

2) O. Lummer, Wied. Ann. 23. p. 76. 1884.

3) S. Czapski, Zeitschr. f. Instrumentenk. 5. p. 149. 1885.

nung eines auf Unendlich eingestellten Fernrohrs bis auf diesen Betrag), so darf auf dem benutzten Flächenstück von nur 12 mm Durchmesser die Abweichung von der Planparallelität der Begrenzungsflächen an keiner Stelle eine Bogensecunde erheblich übersteigen, wenn das Phänomen nicht völlig unsichtbar werden soll.[1]) Freilich könnte man bei geeigneter Beschränkung des Strahlenbündels auch bei weniger vollkommenen Platten die Interferenzstreifen noch erhalten; dann nimmt aber die Helligkeit und damit die Deutlichkeit der Streifen mit abnehmender Oeffnung (des Fernrohrs oder der vor das Auge gestellten Blenden) erheblich ab.[2]) Nun lassen sich zwar Platten bis zu grosser Vollkommenheit planparallel schleifen (vgl. die von Hrn. Lummer selbst p. 82 angeführten Beispiele), aber es dürfte wohl nie möglich sein, eine Anordnung so zu treffen, dass eine Platte von variabler Dicke den hier erforderlichen Grad von Planparallelität beibehält (z. B. eine Luftplatte selbst bei der sorgfältigsten Stempelführung). Bei dem Uebergange von grösseren zu geringeren Neigungen der Platte gegen die einfallenden Strahlen gelangt man auch bei dieser Methode stetig von Interferenzen von niedrigeren Gangunterschieden zu solchen von höheren innerhalb gewisser durch die Plattendicke und durch die gewählte Strahlengattung bestimmten Grenzen. Besitzt man daher einen ganzen Satz von Platten, welche sämmtlich den nöthigen Grad von Planparallelität haben, so könnte man eventuell eine fortlaufende Reihe immer höherer Gangunterschiede herstellen und das Verhalten der gegebenen Lichtart verfolgen. Indessen wäre bei einer wirklichen Durchführung einer derartigen Beobachtungsreihe das Auswechseln der Platten jedenfalls sehr störend. Dazu kommt, dass die Streifen bei gewissen Neigungen sehr eng aneinander rücken, an den „neutralen Punkten“ ganz verschwinden und vor allen Dingen, dass der Streifenabstand sich in demselben Maasse vermindert, wie die Dicke der Platte zunimmt. Indess vermag die Methode einzelne werthvolle Beobachtungsdata zu liefern, indem sie z. B. in Fällen, wo die Methode

1) S. Czapski, l. c. p. 152.
2) O. Lummer, l. c. p. 79.

der Curven gleicher Dicke keine Interferenzfähigkeit mehr anzeigt, erkennen lässt, wie sich die Erscheinung unabhängig von störenden Einflüssen der verschieden geneigten Strahlen gestaltet, denen die andere Methode ausgesetzt ist. Dieser störende Einfluss fällt aber, wie ich an dem Beispiele der von mir getroffenen Anordnung zeigen werde, in Wirklichkeit überhaupt weit ausserhalb der hier in Frage kommenden Beobachtungsgrenzen.

Nach der von Verdet entwickelten Formel:

$$D = \frac{k\alpha^2}{2n^2}$$ [1])

ist die grösste in einem von einem Punkte der Interferenzplatte ausgegangenen Strahlenbündel bei gegebener Pupillenöffnung und Entfernung des Auges von der Interferenzplatte vorkommende Differenz der Gangunterschiede proportional mit der Ordnungszahl der Interferenzringe. Nimmt man umgekehrt an, man könnte die Ringe nur dann noch erkennen, wenn diese Differenz noch nicht oder höchstens den Betrag von 0,3 Wellenlänge erreicht (vgl. o. p. 15), so kann man unter Zugrundelegung dieses Werthes berechnen, bis zu welchem Gangunterschiede k man infolge dieser Störung höchstens noch das Auftreten der Interferenzstreifen erwarten kann. Für die in Abschnitt II und zum Theil schon in der früheren Arbeit gegebenen Dimensionen des von mir benutzten Apparates berechnet sich die durch die Neigung der interferirenden Strahlen bedingte Grenze der maximalen Gangunterschiede alsdann folgendermassen.

Die Interferenzplatte liegt 105 mm unter der biconvexen Beleuchtungslinse, deren Brennweite gleich 257 mm ist. Die von jedem Punkte der Platte kommenden Strahlen divergiren nach dem Durchgange durch die Linse so, als ob sie von einem Gegenstande kämen, der:

$$\frac{105 \times 257}{152} = 178 \text{ mm}$$

1) Die von Verdet zunächst nur für eben und parallel begrenzte Platten abgeleitete Formel kann auf die Luftplatte des Newton'schen Farbenglases ohne weiteres angewendet werden, da man jedes Element derselben in erster Näherung als planparallel ansehen kann (vgl. A. Wangerin, Pogg. Ann. **131.** p. 497. 1867).

unter der Linse liegt. In einer Entfernung von 260 mm von der Linse treffen sie auf die Scheibe, welche die Blendenöffnungen enthält. Die Halbmesser der sechs Blenden sind:

Blende Nr. 1 : 1,3 mm,	Blende Nr. 4 : 0,6 mm,
„ „ 2 : 1,0 „	„ „ 5 : 0,4 „
„ „ 3 : 0,8 „	„ „ 6 : 0,2 „

(vgl. die frühere Arbeit p. 365).

Die halben Oeffnungswinkel α der durch diese Blendenöffnungen gelangenden Strahlenbündel sind demnach der Reihe nach (in Bogenmaass) gleich:

$$^1/_{337},\ ^1/_{438},\ ^1/_{548},\ ^1/_{730},\ ^1/_{1095} \text{ und } ^1/_{2190}.$$

Da für die benutzte Luftplatte $n = 1$ ist, so folgt aus der Gleichung: $k\alpha^2 \leqq 0{,}6$,
für die erreichbaren Maximalgangunterschiede k bei:

Blende Nr.	1 :	68 000	Wellenlängen
„ „	2 :	115 000	„
„ „	3 :	180 000	„
„ „	4 :	320 000	„
„ „	5 :	719 000	„
„ „	6 :	2878 000	„

Diese Zahlen beweisen, dass schon von der zweitengsten Blendenöffnung an die durch die verschiedene Neigung der interferirenden Strahlen hervorgerufenen Störungen der Curven gleicher Dicke, bei der getroffenen Anordnung weit über jenen Grenzen liegen, an die man aus anderen Gründen, namentlich der Unhomogenität der Spectrallinien selbst gebunden ist. Da der benutzte Apparat in den meisten Fällen noch so viel Licht gab, dass selbst die kleinsten Blendenöffnungen noch verwendet werden konnten, die Blenden 2—4 aber stets noch mit Vortheil benutzt wurden, so ist klar, dass jene aus theoretischen Gründen der Methode allerdings anhaftende Unvollkommenheit bei der wirklichen Durchführung der Messungen durchaus nicht in Frage kommt. Verwendet man eine andere Anordnung als die hier zu Grunde gelegte, so wird man in analoger Weise die Grösse des störenden Einflusses berechnen und dadurch diese Fehlerquelle eventuell durch weitere Beschränkung des Strahlenkegels vollständig umgehen können.

3) Es ist hier noch einer Erscheinung kurz zu gedenken, welche immer auftritt, wenn man zu höheren und immer höheren

Ganguntersehieden aufsteigt. Es reducirt sich dabei die Fläche der Interferenzgläser, wo die Streifen deutlich erscheinen, immer mehr und mehr. Dabei ist es nicht die Mittelpartie des Interferenzbildes, welche deutlich bleibt, sondern die Stellen grösster Deutlichkeit pflegen sich auf Interferenzringe zurückzuziehen, welche etwa um 8 – 10 Streifen von der Centralpartie entfernt liegen. Durch Bewegen der Blendenöffnung kann man diese Partien grösster Deutlichkeit meist auf grössere Strecken hin längs der sichtbaren Streifen verschieben. Beim Uebergange zu kleineren Blendenöffnungen werden die sichtbaren Streifen etwas schärfer, indessen dehnt sich das Sichtbarkeitsgebiet an sich nicht wesentlich aus. Die Abgrenzung des ausgezeichneten Theiles ist nicht scharf, sondern die Streifen gehen ganz allmählich in die diffuse Erhellung der übrigen Partien über.

Für die Erklärung dieser Erscheinung kommt zunächst in Betracht, dass nach den Untersuchungen der Hrn. L. Sohncke und A. Wangerin[1]) die Ringe nur bei genau senkrechter Incidenz wirklich an der oberen Fläche des Newton'schen Farbenglases zu Stande kommen. In jedem anderen Falle liegen sie auf einer Regelfläche dritter Ordnung, welche zwischen den Begrenzungsflächen der Interferenzplatte liegt, und werden gleichzeitig um so undeutlicher, je weiter man sich von der Mitte nach dem Rande hin entfernt, zu je höheren Interferenzen man demnach aufsteigt.

Die Bedingung senkrechter Betrachtung kann aber streng immer nur für eine gewisse durch die Stellung des Diaphragmas mit den Blendenöffnungen bestimmte Partie des Interferenzbildes erfüllt sein. Ausserdem ist selbst durch die die Strahlen parallel machende Beleuchtungslinse das Auffallen gewisser Strahlen unter ziemlich stark von der Verticalen abweichenden Neigungen nicht ausgeschlossen; denn erstens tragen leuchtende Punkte mit sehr verschiedenen Entfernungen von der Linse zur Beleuchtung bei, zweitens würde selbst bei einem einzigen Lichtpunkte die durch die Linse bewirkte Parallelität der Strahlen wegen der sphärischen Abweichung nur eine angenäherte sein

1) L. Sohncke u. A. Wangerin, Wied. Ann. 12. p. 1 u. 201. 1881.

können. Es muss sich demnach eine Störung geltend machen, welche bei steigendem Gangunterschiede immer grössere Partien des Interferenzbildes ergreift. Die hier anzustellende nähere Discusion würde sich ganz analog der von den Hrn. Sohncke und Wangerin für niedrige Gangunterschiede bei verschiedenen Neigungen der auffallenden Strahlen durchgeführten gestalten.

Daneben muss sich bei grossen Gangunterschieden aber noch ein anderer störender Umstand geltend machen: die unvermeidlichen kleinen Abweichungen der Grenzflächen von den streng geometrischen Formen. Wenn man auch beim Schleifen im allgemeinen die Ebene einerseits, sowie die begrenzende Kugelfläche andererseits mit grosser Annäherung getroffen hat (was man daran erkennt, dass die Streifen selbst bei niedrigen Gangunterschieden, wo sie sehr scharf sind, nur unmerklich von der Kreisgestalt abweichen), so muss man doch annehmen, dass sich an den Flächen kleine Unregelmässigkeiten vorfinden, welche benachbarte Stellen betreffen, und hier einen wenn auch stetigen Wechsel der Dicken der Interferenzplatten unabhängig von dem durch die allgemeine Krümmung bedingten hervorrufen. Wenn nun bei einer gewissen Blendenöffnung alle von einem bestimmten Punkte ausgegangenen Strahlen, welche in einem Kreiskegel vom Oeffnungswinkel 2α (s. o.) enthalten sind, benutzt werden, so kommen in jedem Punkte von der oberen Begrenzungsfläche Strahlen zur Wirkung, welche in der Interferenzplatte einen gewissen kleinen Winkel i (den inneren Reflexionswinkel) mit dem mittleren Strahle des Bündels bilden, wo der grösste Werth, den i annehmen kann, bei nahezu senkrechter Incidenz und Anwendung einer Luftplatte durch α selbst wenigstens angenähert gegeben ist. (Der Linsenwirkung des oberen Planconvexglases braucht hierbei, wo es sich nur um die Betrachtung von Flächenelementen der Interferenzplatte handelt nicht Rechnung getragen zu werden.[1]) In diesem Falle wird von der unteren Begrenzungsfläche das Stück $\pi A^2\alpha^2$, von der oberen das Stück $4\pi A^2\alpha^2$ benutzt, wenn mit A die Dicke der Platte an der betrachteten Stelle bezeichnet

1) Vgl. A. Wangerin, Pogg. Ann. **131.** p. 497. 1867.

wird. So lange Δ klein ist, kommen also nur Stellen der Platte zur Wirkung, welche auf einem Flächenstück zusammenliegen, welches unendlich klein von vierter Ordnung ist, die Interferenzen sind überall scharf. Sobald dagegen der Gangunterschied ein solcher wird, dass die Dicke der Interferenzplatte endlich wird, so wird auch das benutzte Flächenstück und damit die Zahl der an einer Stelle zur Wirkung kommenden kleinen Störungen nur unendlich klein von zweiter Ordnung. Die Grösse der Gesammtstörung wächst offenbar noch stärker als das Secantenquadrat des Neigungswinkels, unter dem man das Interferenzphänomen betrachtet, und erreicht nur dort ein Minimum, wo die Betrachtung senkrecht geschieht.

Dadurch ist die oben geschilderte Erscheinung vollständig erklärt. Dass es im allgemeinen nicht die centralen Partien sind, welche sich hinreichend weit verfolgen lassen, hängt mit der grösseren Schwierigkeit zusammen, mit der sich überhaupt diese sehr verbreiterten und darum stets stark verwaschenen Centralstreifen beobachten lassen; bei den Beobachtungen der hohen Interferenzen wurden darum die Blenden immer so gestellt, dass die Fusspunkte der Lothe von denselben herab auf die Interferenzplatte in die Region des 10. bis 20. dunklen Ringes fiel. Weiter hinaus wird die Beobachtung wieder durch die zunehmende Verminderung der Streifenabstände erschwert.

Aus diesen Betrachtungen erklärt sich, wie ich glaube, noch eine andere Erscheinung, auf welche zuerst Hr. O. Lummer[1]) aufmerksam gemacht hat. Hr. Lummer weist auf die Thatsache hin, dass Fizeau an einer Glasplatte von mehr als 12 mm mit einem Gangunterschied von über 60000 Wellenlängen für mittlere Strahlengattungen noch Interferenzstreifen erkennen konnte, was bei einer Luftplatte von 15 mm Dicke, aber nur 50000 Wellenlängen Gangunterschied nicht mehr möglich war, und fährt dann (p. 79) fort: „Es lässt sich hier schwer entscheiden, welcher Umstand das Ausbleiben der Ringe bewirkt, noch weniger aber daraus ein definitives Urtheil darüber fällen, wie lange die Schwingungsweise eines Aethertheilchens sich constant erhält.“

1) O. Lummer, Wied. Ann. 23. p. 49. 1884.

Nach dem Obigen wächst die Zahl der störenden Unregelmässigkeiten der Begrenzungsfläche einer Interferenzplatte mit dem Quadrat der Dicke, die Zahl der in einer gegebenen Dicke enthaltenen Wellenlängen nimmt aber einfach mit dieser zu (sie ist gleich Dicke mal Brechungsexponent). Die durch die grössere Dicke (15 mm) der Luftplatte hervorgerufene Störung kann also sehr wohl den Umstand mehr als compensiren, dass in der dünneren Glasplatte die einzelnen Wellen im Verhältnisse von 3 zu 2 kürzer sind. Die durch die kleinen Dickenverschiedenheiten an einer Stelle bedingten störenden Verschiedenheiten der Gangunterschiede sind im Falle der Luftplatte procentisch in den entsprechenden Wellenlängen ausgedrückt, entschieden grösser als an der Glasplatte, wodurch ein Verschwinden der Interferenzstreifen an ersterer bei viel niedrigeren Gangunterschieden als bei letzterer eintreten muss.

IV. Versuche.

1) Ueber die Verbreiterung der Linien farbiger Flammen. Die Untersuchung der Verbreiterung der Spectrallinien unter gewissen äusseren Bedingungen ist eines der Hauptprobleme der Spectralanalyse geworden. Wir sehen, wie gewisse Linien sich nur einseitig verbreitern (z. B. die helle grüne Quecksilberlinie), andere dagegen mehr oder minder gleichmässig nach beiden Seiten (z. B. die Wasserstofflinien). Ueber die Quantität dieser Verbreiterungen bei bestimmter Abänderung der Bedingungen, unter denen das Leuchten stattfindet, wissen wir so gut wie noch gar nichts; und doch ist dies nöthig, ehe wir die eigentliche Ursache dieser Verbreiterungen erkennen können.

Vor allen Dingen erscheint es wichtig, die ersten Stadien der Verbreiterung und das dabei stattfindende einseitige oder zweiseitige Wachsen der Linien zu verfolgen, Stadien, wo der linienartige Charakter der Linien noch erhalten bleibt. Eine sichere Feststellung der hier auftretenden Verhältnisse ist für die Astrophysik unumgänglich nöthig, da die Anwendung des Doppler'schen Principes zur Bestimmung der Bewegung

der Sterne voraussetzt, dass die mittleren Wellenlängen einer Spectrallinie unverändert bleiben.

Im Folgenden erlaube ich mir, eine Reihe diesbezüglicher Versuche mitzutheilen, welche mit den Linien leicht flüchtiger Metallsalze angestellt wurden, wie sie durch Einführung von Salzperlen in die nichtleuchtende Flamme eines Gasbrenners erhalten werden. Die Lichtentwickelung ist dabei nicht an allen Stellen der Flamme eine gleich intensive; schiebt man eine Salzperle vom Rande her in den Flammenmantel, so findet plötzlich eine sehr starke Dampfentwickelung statt, der eine sehr starke Steigerung der Helligkeit entspricht. Schon in einem gewöhnlichen Spectroskop, ist bei diesem Aufflammen eine starke Verbreiterung der entsprechenden Linien zu beobachten, die von einem Verwaschenwerden an den Rändern begleitet ist. Zöllner[1]) erkannte mit dem Reversionsspectroskop, in dem Falle der minder brechbaren Natriumlinie, J. J. Müller[2]) am Newton'schen Farbenglase für einige andere Fälle, dass diese Verbreiterung keine gleichmässige, sondern eine einseitige nach dem Roth hin gerichtete sei. Da einmal J. J. Müller diese Beobachtungen nicht mehr verfolgt hat, und seine Angaben nach dem früheren nicht einwurfsfrei sind, so habe ich mit dem Interferenzialspectrometer die bei der Verbreiterung eintretende Verschiebung der mittleren Wellenlängen für einige Spectrallinien weiter untersucht.

Der allgemeine Gang der Erscheinung war folgender:

So lange die Salzperle den Mantel der Flamme eben nur berührte, war die Helligkeit im Gesichtsfelde eine geringe, die Interferenzstreifen aber traten scharf und deutlich hervor. Wurde die Salzperle tiefer in den Flammenmantel eingeschoben, so stieg die Helligkeit des Gesichtsfeldes, dagegen wurden die Streifen verwaschener, da das Licht dadurch unhomogener geworden war, dass die Linien sich verbreitert hatten. Dabei verschoben sich die Minima und verschwanden schliesslich bei weiterem Einschieben der Perle an Stellen, wo sie ursprünglich nicht gelegen hatten. Die gegenseitige Entfernung zweier beim

1) F. Zöllner, Pogg. Ann. **142.** p. 110. 1870.
2) J. J. Müller, Pogg. Ann. **150.** p. 86. 1873.

Beginne der Sichtbarkeit des Interferenzbildes coincidirenden Streifen im Momente, wo sie verschwanden, wurde in Theilen der Streifenabstände geschätzt, sowie der Sinn der Verschiebung für die einzelnen Salze festgestellt. Meist konnten die Perlen bis zu einer bestimmten Tiefe eingeschoben werden, ehe die Streifen vollständig verschwanden. Diese Tiefe ist um so grösser, je kleiner die Flüchtigkeit der Salze ist, und je weniger das von ihnen gelieferte Licht dem Unhomogenwerden ausgesetzt ist; sie wurde mit Hülfe der oben beschriebenen Hebelvorrichtung gemessen. Die Stellung der Perle gegenüber dem Flammenmantel bei der Bewegung des Hebels wurde durch besondere Versuche bestimmt und von Zeit zu Zeit controlirt. Schiebt man übrigens die Perle noch tiefer in die Flamme ein, so kommt man bald an Stellen, welche dem inneren, kühleren Kegel nahe liegen, die Dampfentwickelung nimmt wieder ab, die Streifen erscheinen wieder. Bei noch weiterem Vorwärtsschieben führt man die Perle durch den vom Spalt des Apparates abgewendeten Theil des Flammenmantels, und die Vorgänge wiederholen sich. Dadurch erhält man bei der allmählichen Wanderung der Perle durch die Flamme ein abwechselndes Verschwinden und Wiedererscheinen der Interferenzstreifen. Bei ihrem zweiten Wiedererscheinen, wo die Perle sich in dem mittleren Kegel befindet, sind sie nicht so deutlich wie anfangs, weil durch die am Platindraht haftenden Salzpartikelchen die Theile der Flamme, welche der Spaltöffnung unmittelbar gegenüberliegen, immer noch ziemlich stark gefärbt bleiben. Diese Erscheinung erklärt das von J. J. Müller[1]) geschilderte Alterniren der Sichtbarkeit der Interferenzstreifen, welches von ihm auf das Vorhandensein von Interferenzsystemen höherer Ordnung zurückgeführt wurde (vgl. oben p. 17).

Die beobachteten Verschiebungen vollzogen sich bei allen Salzperlen, wenn sie ganz langsam in die Flamme eingeführt wurden, in folgender Weise. Von dem Beginn der Lichtentwickelung an blieb die Lage der Streifen ziemlich constant, bis die Helligkeit schon einen ziemlichen Betrag erreicht hatte.

1) J. J. Müller, Ber. d. Sächs. Ges. der Wissensch. math.-phys. Cl. 23. p. 19. 1872.

Bei weiter gesteigerter Dampfentwickelung kam ein Moment, wo die Streifen plötzlich sehr starke Bewegungen zeigten, und es war dann meistens das Maximum der noch verwendbaren Dampfmenge erreicht, so dass bei noch tieferem Einschieben nur noch geringe Verschiebungen beobachtbar waren. Bei der plötzlich eintretenden Verschiebung der Streifensysteme gegeneinander erschien es, namentlich wenn die Verschiebung gerade einen Streifenabstand betrug, als ob überhaupt keine Verschiebung stattgefunden hätte. Bei äusserst vorsichtiger Führung des Griffhebels *H* (Fig. 2) war es aber möglich, alle Stadien des Processes zu verfolgen und sich von der Stetigkeit der Erscheinung zu überzeugen. Das hier angedeutete plötzliche Anwachsen der Breite einer Spectrallinie, wenn ein Complex gewisser äusserer Bedingungen eben erreicht wird, lässt sich mit ähnlichen von Cornu beobachteten Erscheinungen vergleichen. Hr. Cornu[1]) fand, dass gewisse Linien im minder brechbaren Theile des Sonnenspectrums, welche nicht den analog constituirten Cyclen *α*, *B* und *A* angehören, beim Niedergange der Sonne in einem gewissen Momente mit „äusserster, unverhältnissmässiger Schnelligkeit" dunkler werden. Es ist, als ob in einem gewissen Momente plötzlich Nebenschwingungen ausgelöst würden, welche sich vorher nicht ausbilden konnten.

Der *Sinn* der beobachteten Streifenverschiebungen hat sich als der gleiche erwiesen bei allen untersuchten Spectrallinien. Aus der bei der Vermehrung der Dampfmenge bemerkten, in den einzelnen Fällen freilich verschieden starken Verschiebung der Interferenzstreifen ergiebt sich eine Verminderung der mittleren Brechbarkeit der verbreiterten Spectrallinien; es findet also eine stärkere Verbreiterung derselben nach der minder brechbaren Seite hin statt. Dabei ist die Grösse der beobachteten Verschiebung für alle Plattendicken bei derselben Lichtquelle immer nahezu dieselbe. Diese ist vom Gangunterschiede unabhängig und kann nur von der Art abhängen, wie die Helligkeit in den Interferenzstreifen vertheilt ist, und wie sich diese Vertheilung bei der Aenderung des

1) Cornu, Ann. de chim. et de phys. (6) **7**. p. 5. 1886.

Perlenortes verändert, d. h. von den Helligkeitsverhältnissen der einzelnen Elemente der Spectrallinie. Kleinere Schwankungen können, soweit sie nicht auf Beobachtungsfehler zurückzuführen sind, daraus entspringen, dass man bei den verschiedenen Platten die Verbreiterung verschieden weit verfolgt, und diese eventuell nicht gleichförmig fortschreitet Bei einer Beschränkung der Beobachtungen auf wenige Platten ist es daher wichtig, die dünneren Platten zu berücksichtigen; die an ihnen beobachteten Verschiebungen geben eine untere Grenze der wirklich stattgefundenen, welche der Wahrheit am nächsten kommt. Ich habe für eine Reihe von Salzen die Grösse der Verschiebungen bei verschieden dicken Platten gemessen.

In der folgenden, nach den untersuchten Metallen geordneten Zusammenstellung der Einzelergebnisse bezeichnet v die an den zerschnittenen Interferenzplatten beobachteten Verschiebungen, also das Doppelte der wirklich stattgefundenen, in Theilen der ganzen Streifenabstände. Die Grenzen der Beobachtungen sind durch das Sichtbarwerden der Streifen bei der geringsten Erhellung des Gesichtsfeldes, und das Verschwinden derselben im Gesichtsfelde bei maximaler Helligkeit gegeben. w ist in Millimetern der Weg, den die Perle zwischen diesen beiden Grenzen innerhalb der Flamme zurücklegt, und giebt ein Maass für die Homogenität der mit einem bestimmten Salze erhaltenen Flammenfärbung; da die Dampfentwickelung vom Rande nach dem Innern zunimmt, so kann man eine einen homogener leuchtenden Dampf liefernde Perle tiefer in die Flamme hineinschieben, ehe die Streifen verschwinden, als eine solche, deren Dampf sehr unhomogenes Licht liefert; wie diese Grösse mit der Flüchtigkeit der Salze zusammenhängt, s. w. u. Der Flammenmantel ist an der benutzten Stelle 8 mm dick; die Angabe $w = 8$ sagt demnach aus, dass die Tiefe des Mantels nicht ausreichte, um bei dem betreffenden Salze die Streifen zum Verschwinden zu bringen. Die hinter den Plattennummern in Klammern stehenden Zahlen, bedeuten den Gangunterschied für die betreffende Strahlengattung in Wellenlängen.

1) Lithium. Die rothe Lithiumlinie ($\lambda = 670{,}5\,\mu\mu$) war im Terquembrenner so hell, dass die Beobachtungen mit der-

selben besonders sicher waren; dieselben wurden daher zur Controle der richtigen Lage der beiden Plattenhälften vorzugsweise benutzt. Verwendet wurde das Chlorid und das weniger flüchtige Carbonat mit gleichem Erfolge. Die nach den dickeren Plattenenden gerichtete Bewegung der Interferenzstreifen bei Einschieben der Perlen in die Flamme war bei Platte I und II sehr deutlich. Bei den grösseren Gangunterschieden der Platten III und IV trat das Verschwinden der Streifen ziemlich früh ein, so dass sich die ganze Verschiebung sehr rasch vollzog. (Die Angabe in der früheren Arbeit, dass mit Lithiumlicht die Streifen an Platte III und IV nur schwierig zu erkennen waren, und ähnliche Bemerkungen bei anderen Salzen, stehen mit den erhaltenen Resultaten nicht in Widerspruch. Dort wurden die farbigen Flammen durch zerstäubte Salzlösungen hergestellt, und die Verhältnisse sind daher daselbst ganz andere. Bei der vorliegenden Versuchsanordnung ist bei der ersten Berührung der Perle mit dem Flammensaume die Homogenität des Lichtes eine so grosse, dass bei allen zur Verfügung stehenden Platten Interferenzstreifen sichtbar sind.) Es wurde erhalten:

Platte:	IV	III	II	I
Gangunterschied:	16600	15300	11700	5700
v	1,0	0,9	0,9	0,9—1,2

In dem letztgenannten Falle war $w = 8$. Durch die Beobachtungen an Platte I ist eine Verschiebung der mittleren Wellenlänge von $^1{}_{11400}\,\lambda$ oder von 0,06 $\mu\mu$ angedeutet; da die Perle dabei durch den ganzen Flammenmantel geschoben wurde, und die Streifen nicht verschwanden, so stellt diese Zahl nicht nur eine untere Grenze der Verschiebung, sondern wahrscheinlich deren absoluten Betrag selbst sehr nahe dar.

2) Thallium. Von den Thalliumsalzen wurde ausschliesslich das Chlorid verwendet. Dasselbe giebt ein sehr homogenes Licht, die Streifen sind scharf, nur erschwert die grosse Flüchtigkeit des Salzes die Beobachtungen. Bringt man die Perle nur wenig tief in die Flamme, so tritt plötzlich ein lebhaftes Aufflammen ein, und die gesammte Salzmenge ist meist schon verdampft, ehe das Auge Zeit gehabt hat, die Streifenlage zu erkennen. Eine Bestimmung der Tiefe, bis zu welcher die Perle eingeführt werden kann, ehe die Streifen ver-

schwinden, ist daher mit grossen Unsicherheiten verknüpft; bei Platte II wurde $v = 3{,}5$ gefunden. Trotz dieser Schwierigkeit stimmen die verschiedenen, bei den einzelnen Platten erhaltenen Zahlen ziemlich gut untereinander überein:

Platte:	V	IV	III	II	I
Gangunterschied:	27800	20900	19200	14700	7200
v	0,6	0,6	0,7	0,5	0,7

Durch die an der dünnsten Platte gemachten Beobachtungen wird für die untere Grenze der wirklichen Aenderung der mittleren Wellenlänge $^1/_{20600}\,\lambda$ oder 0,026 $\mu\mu$ gefunden.

3) Kalium. Wiewohl für die Strahlengattungen der beiden Kaliumlinien ($\lambda = 768{,}5$ und 404,4 $\mu\mu$), die den Enden des sichtbaren Spectrums sehr nahe liegen, das Auge sehr wenig empfindlich ist, so konnte das Licht derselben dennoch für den vorliegenden Zweck verwendet werden, wenn möglichst grosse Perlen aus Chlorkalium benutzt wurden. Die Resultate sind freilich etwas weniger sicher, als bei den anderen Salzen.

An Platte I (4947) wurde $v = 0{,}6$ für die rothe Linie erhalten; für die violette Linie konnten an derselben Platte die Streifen ebenfalls, wenn auch schwieriger, beobachtet werden. Hier konnte eine Verschiebung in demselben Sinne wie in allen anderen Fällen constatirt, aber nicht gemessen werden. Dabei schien es, als wenn die Streifen bei der violetten Linie sich rascher verschöben, als bei der rothen.

Die Bestimmung an der rothen Linie lässt auf eine Wellenlängenänderung von $^1/_{16190}$ Wellenlänge oder 0,046 $\mu\mu$ schliessen.

4) Strontium. Die dem Strontium charakteristische rothe Flammenfärbung wurde am besten erhalten, wenn man die Hauptmasse der an den Platindraht geschmolzenen Perle des Chlorids erst abtropfen liess und nur die am Drahte noch haftenden Spuren benutzte (bei grossen Massen färbt die Perle gelb, wie die Natriumsalze). Die blaue, dem Metalle zukommende Linie ($\lambda = 460{,}4$ $\mu\mu$), gab deutliche Streifen, an denen Verschiebungen in demselben Sinne wie bei den anderen Linien gefunden wurden. v wurde an Platte I (8300) etwa zu 0,7 geschätzt, was auf eine Wellenlängenänderung der Linie um mehr als $^1/_{23700}$ des eigenen Betrages oder um 0,019 $\mu\mu$

deutet. Die quantitative Bestimmung ist indessen nicht ganz sicher; das Auge ermüdet auffallend rasch für das grelle, blaue Licht dieser Linie.

5) Natrium. Ziemlich verwickelt sind die Verhältnisse beim Natrium, bei dem man zwei dicht bei einander stehende Linien hat, deren Interferenzsysteme sich, für das Auge untrennbar, übereinander lagern. Aus der bei einem einzigen Gangunterschiede beobachteten Verschiebung allein kann man noch nicht auf die Art, wie dieselbe zu Stande gekommen ist, mit Sicherheit schliessen. Denn eine Verschiebung in dem resultirenden Interferenzsysteme kann ebenso wohl durch Aenderungen der Helligkeitsverhältnisse allein, wie durch wirkliche einseitige Verbreiterung der einen oder anderen Componente, oder endlich durch das Zusammenwirken beider Momente hervorgerufen werden. Bei gewissen Lagen der einzelnen Streifen der beiden Systeme gegeneinander kann dadurch unter Umständen sogar eine Streifenverschiebung resultiren, welche der, welche bei anderen Lagen eintritt, gerade entgegengesetzt verläuft.

Ueber den speciellen Verlauf der Verbreiterung der Natriumlinien und speciell die dabei auftretenden Veränderungen der mittleren Brechbarkeit liegen bisher nur vereinzelte, gelegentlich erhaltene Beobachtungen vor.

Zöllner[1]) machte zuerst darauf aufmerksam, dass die brechbarere Natriumlinie im allgemeinen stets heller als die minder brechbare ist und sich immer stärker als die minder brechbare verbreitert. Ferner constatirte er durch Beobachtungen mit dem Reversionsspectroskop an der minder brechbaren Componente eine schwache asymmetrische Verbreiterung, welche die Mitte der Spectrallinie nach dem rothen Ende des Spectrums hin verschob; eine derartige Verschiebung der Mitte bei der Verbreiterung konnte an der brechbareren Componente nicht bemerkt werden. Dass die Linie D_2 im Sonnenspectrum dunkler ist als D_1, und vor allen Dingen, dass sie zu gewissen Zeiten auffallend viel dunkler und breiter als diese

1) Fr. Zöllner, Pogg. Ann. **142.** p. 110. 1871.

wird, kommt hier nicht in Betracht, weil nach Thollon[1]) bei der Linie D_2 sich auf eine Linie solaren Ursprungs eine atmosphärische legt. Hr. W. Dietrich[2]) hat für das Verhältniss der optischen Helligkeit der brechbareren Natriumlinie zu der der minder brechbaren Componente 1,60 gefunden. Ferner fand Hr. F. Kurlbaum[3]), als er das Sonnenlicht durch sehr grosse Natriumdampfmengen schickte, dass in dem Spectrum 5. Ordnung eines Rowland'schen Gitters sich der Kern von D_2 bei starker Verbreiterung nach dem Violett, der von D_1 nach dem Roth hin verschob. Es verhält sich hiernach die eine dieser Linien anders als alle anderen von mir beobachteten, da aber hierbei die Linien so stark verbreitert waren, dass die Ränder derselben sich beinahe berührten, so ist es fraglich, ob diese Verhältnisse mit den von mir untersuchten vergleichbar sind.

Im Folgenden sind zunächst die mit Chlornatrium an verschiedenen Platten angestellten Versuche zusammengestellt; die daran sich anschliessende Discussion zeigt in der That, dass aus ihnen für den Beginn der Verbreiterung nicht das von Kurlbaum für D_2 erhaltene Resultat folgt. Es wurde gefunden:

an Platte V	(25200)	$v = +1{,}4$
„ „ IV	(18900)	$= -0{,}3$
„ „ III	(17400)	$= +1{,}1$
„ „ II	(13400)	$= +1{,}0—1{,}5$
„ „ I	(6500)	$= +1{,}2—1{,}5.$

Dabei bedeutet +, resp. —, dass die Verschiebung der Streifen nach dem dickeren, resp. dünneren Plattenende bei tieferem Einschieben der Perle hin erfolgte.

Aus den Beobachtungen an einer ganz dünnen Platte ($\Delta = 0{,}131$ mm Gangunterschied etwa 670 λ), welche die Streifen sehr deutlich bei jeder Lage der Perle in der Flamme zeigte, ergab sich nur eine äusserst geringe Verschiebung von höchstens $^1/_{10}$ Streifenbreite. Danach ändert sich die mittlere Wellenlänge in der Flamme um höchstens $^1/_{13100}$ oder um 0,044 $\mu\mu$.

Die bei den verschiedenen Platten gefundenen voneinander

1) Thollon, Bull. Astronom. **3.** p. 330. 1886.
2) W. Dietrich, Wied. Ann. **12.** p. 519. 1881.
3) Kurlbaum, Wied. Ann. **33.** p. 168. 1888.

abweichenden Werthe, vor allem der eine negative, erfordern eine nähere Discussion.

Wegen des grössten Gangunterschiedes kommen die Einzelheiten der Erscheinung an der Platte V am deutlichsten zum Ausdruck. Die Streifen sind bei den geringsten Dampfmengen äusserst scharf; wenn die Perle vorsichtig tiefer in die Flamme geschoben wird, so tritt plötzlich ein Springen ein, die Interferenzstreifen verschwinden für einen Moment und stellen sich nachher wieder ein, doch so, dass eine Verschiebung von mehr als einer Streifenbreite stattgefunden hat; man erkennt dies aus dem Sinne, in welchem sie sich im Momente ihres Verschwindens und Wiedererscheinens bewegen. Wird die Dampfmenge weiter gesteigert, so tritt vor dem Unsichtbarwerden noch eine geringe Verschiebung ein. Die den beiden Na-Linien entsprechenden Streifensysteme gehen also einmal über einander hin.

Bei der Erklärung dieser Erscheinungen ist zu berücksichtigen, dass die Linie Na_2 heller ist als Na_1; wir wollen die Annahme machen, dass das Helligkeitsverhältniss stets 1,6 bleibt (s. o.); wir nehmen ferner an, dass die Na_1-Linie sich stärker nach dem Roth hin verbreitert, die Na_2Linie dagegen nach beiden Seiten gleichmässig.

Berechnen wir nun die Lage der Streifen in beiden Interferenzsystemen beim Beginne ihrer Sichtbarkeit! Die Dicke der Platte V ist eine solche, dass für das Natriumlicht ($\lambda = 589{,}2$) Interferenzstreifen mit ca. 25160 λ Gangunterschied an ihr entstehen. Nach je 490,8 λ Gangunterschied fallen die Maxima der einen Linie ($\lambda = 588{,}9$) auf die Minima der anderen ($\lambda = 589{,}5$). Nach je 981,6 λ Gangunterschied fallen Maxima auf Maxima, Minima auf Minima, das Phänomen ist am deutlichsten. Der nächst niedrigere Gangunterschied, von dem von der Platte V gegebenen aus, bei dem dies eintritt, ist der, wo der 24737. Interferenzstreifen der Na_2-Linie auf den 24722. der Na_1-Linie fällt. Die Maxima von Na_1 fallen genau zwischen die von Na_2 bei dem Gangunterschiede 25031 λ, und das nächst höhere Maximum liegt bei 25522 λ Gangunterschied. Der durch die Platte V gegebene Gangunterschied liegt so zwischen diesen beiden Stellen maximaler Intensität,

dass er um ca. 624 Wellenlängen über dem unteren Punkte, um ca. 358 λ_m unter dem oberen Punkte und um 133 λ_m über der Mitte liegt. Da 982 λ_m einem Vorrücken der Streifen von Na_1 um eine ganze Streifenbreite gegen die von Na_2 entspricht, so liegen bei der benutzten Platte in dem resultirenden Interferenzbilde die Maxima von D_1 um etwa 0,6 Streifenbreite vor den Maximis der D_2-Linie nach dem dickeren Ende der Platte zu. Da die Maxima von Na_2 1,6 mal so hell als diejenigen der Na_1-Linie sind, so erkennt man, dass eine asymmetrische Verbreiterung von Na_1 nach dem Roth hin die Minima nach dem dickeren Plattenende hin verschiebt; bei einer Verschiebung der Mitte der Spectrallinie um $^1/_{50000}\,\lambda_m$ (wo die Maxima des vorgeschobenen Randes gerade wieder auf die ursprünglichen Maxima fallen) fallen dabei die Minima wieder an den alten Ort, sind vorher aber einmal über die Maxima von Na_2 hinweggegangen (s. o.). Bei weiter gesteigerter Verbreiterung erreicht der relativ geringe Helligkeitsunterschied an Stellen der Maxima und Minima im Vergleiche zur Gesammthelligkeit bald die physiologische Grenze der Wahrnehmbarkeit. Bei der Entwickelung wurde angenommen, dass sich die Mitte von Na_2 bei der Verbreiterung nicht wesentlich verschiebt; jedenfalls kann sich die Mitte von Na_2 nicht in dem gleichen Maasse wie die von Na_1 verschoben haben, und vor allem nicht nach der entgegengesetzten Seite, weil sonst die beobachteten Erscheinungen ganz andere gewesen wären.

Die negative Verschiebung bei Platte IV erklärt sich folgendermassen. Platte IV giebt bei Natriumlicht Gangunterschiede von ca. 18940 λ; bei 18650 λ Gangunterschiede liegen die Maxima von Na_1 und Na_2 übereinander, die Maxima von Na_1 sind denen von Na_2 auf der Platte also schon um $^{290}/_{982}$ oder rund 0,3 Streifenbreite voraus. Die aus der Uebereinanderlagerung beider Systeme resultirenden Minima liegen demnach näher an den Seiten der Maxima von Na_2, welche nach der dünneren Seite der Platte hin liegen. Beginnt die Verbreiterung, so kann im allerersten Moment durch die Verbreiterung von Na_1 nach dem Rot hin eine minimale Verschiebung der Minima nach dem dickeren Plattenende hin erfolgen. Diese ist aber noch nicht sicher bemerkbar, weil bei den ersten An-

fängen der Lichtentwickelung das Gesichtsfeld überhaupt noch zu dunkel ist, als dass man Streifen sicher erkennen könnte. (Einige mal glaube ich übrigens diese anfängliche Verschiebung in positivem Sinne an der in Rede stehenden Platte bemerkt zu haben). Sowie die Dampfmenge grösser wird, verbreitert sich Na_2, und zwar stärker als Na_1, und schiebt dadurch die Minima in negativem Sinne zurück. Sehr bald tritt gänzliches Verschwinden der Streifen ein; damit die Streifen wieder sichtbar werden sollen, müsste sich die Na_1-Linie weit stärker verbreitern, als einer Wanderung der Maxima der Randstrahlen um eine ganze Streifenbreite entspricht; dann ist aber die Gesammthelligkeit schon zu gross geworden, als dass sich Streifen noch mit der nöthigen Deutlichkeit abheben könnten, sie treten daher nicht wieder auf. Bei den übrigen Platten, welche hier benutzt wurden, liegen die Verhältnisse ähnlich wie bei Platte V, wie die folgende Zusammenstellung zeigt. Daher die entsprechenden Resultate.

Platte:	I	II	III
Gangunterschied:	6480 λ	13350	17420
Nächst vorhergehende ganze Periode:	5890	12761	16687
Differenz:	590	589	733
Die Maxima von Na_1 sind also denen von Na_2 voraus um	0,7	0,6	0,7

Streifenbreiten.

Die hier angestellten Betrachtungen werden qualitativ durch Versuche an den Newton'schen Gläsern bestätigt. Daselbst besteht die positive Streifenverschiebung in einer Bewegung nach dem Rande zu, die negative in einer solchen nach der Mitte hin. Wenn nun einmal die Entfernungen der beiden Interferenzgläser so gewählt wurden, dass die entsprechenden Gangunterschiede um etwa 200 bis 400 Wellenlängen unter denen einer gewissen ganzen Anzahl von Interferenzperioden lag, das andere mal so, dass sie um ebensoviel über diesen Perioden lagen, so konnte man nach Belieben bald Verschiebungen in dem einen, bald im anderen Sinne hervorrufen. Da hierbei aber die Streifen mit einem Faden verglichen werden müssen, so eignen sich diese Versuche aus den früher auseinander gesetzten Gründen

nicht zu Messungen, sondern können nur über die Richtung der Streifenverschiebungen Aufschluss geben.

Die oben gemachten Annahmen über die Art der Verbreiterung der beiden Natriumlinie, welche die beobachteten Phänomene vollkommen erklären, stimmen vollständig mit der von Zöllner direct beobachteten Erscheinung überein. Die Na_1-Linie verbreitert sich entschieden nach der Seite der grösseren Wellenlängen stärker als nach der anderen, die hellere Na_2-Linie verbreitert sich im wesentlichen gleichmässig stark nach beiden Richtungen hin, aber stärker als die minder brechbare Na_1-Linie.

Die *Grösse der Verschiebung* ist bei verschiedenen Salzen desselben Metalles unter denselben Bedingungen der Lichtentwickelung im allgemeinen nicht gleich gross. Die Abweichungen sind indess gering, wie dies die folgende Zusammenstellung der Verschiebungen zeigt, wie sie sich an Platte II bei einer Reihe von Natriumsalzen ergeben haben; bei jedem Salze sind die aus mehreren Versuchen gewonnenen Werthe für w beigefügt:

	v	w
Chlornatrium	+1,0—1,5	3,0
Jodnatrium	1,5	1,5
Aetznatron	1,4	8,0
Phosphorsaures Natron	1,2—1,4	8,0
Kohlensaures „	1,3—1,5	5,0
Doppeltkohlensaures Natron	1,1	8,0
Borsaures „	1,4	5,5
Schwefelsaures „	1,1	8,0
(Unterschwefligsaures „	1,3	3,0)
(Salpetersaures „	1,2	2,5)
(Chlorsaures „	0,9	2,0)
Kieselsaures „	1,1	8,0.

Bei den eingeklammerten Salzen fand eine Zersetzung unter lebhafter Lichtentwickelung schon in geringer Tiefe statt; dadurch ist der hier angegebene Werth für w so klein ausgefallen.

2) Die Ursache der Verbreiterung. Die Ursache, welcher bei den vorgenommenen Aenderungen des Perlenortes in der Flamme die beobachteten Veränderungen der mittleren Brechbarkeit der Spectrallinien hauptsächlich zuzu-

schreiben sind, ergiebt sich aus folgenden Erörterungen. Man kann zwischen Einflüssen, die sich primär ändern, und solchen unterscheiden, die sich nur als Folge der ersteren geltend machen, also secundärer Natur sind.

Mit dem Ort der Salzperle ändert man:

a) primär:

1) die Dicke der strahlenden Schicht. Die in der Flamme sich entwickelnden Metalldämpfe werden durch Convectionsströme von ihrem Ursprunge nach entfernteren Partien geführt; die grössere oder geringere Verbreitung der Dämpfe ist demnach verschieden, je nach der verschiedenen Entfernung der Perle von den Grenzschichten.

2) die Temperatur, entsprechend der der einzelnen Theilen der Flamme.

3) die Dampfdichte, d. h. die in der Volumeneinheit enthaltene Dampfmenge, und damit die Zahl der in der Zeiteinheit stattfindenden Zusammenstösse gleichartiger Molecüle.

4) die Art und Energie eventueller chemischer Processe, die sich bei den verschiedenen Salzen in der Flamme abspielen. Die Lebhaftigkeit derselben ist nach dem Mischungsverhältnisse der zur Verbrennung gelangenden Gase eine sehr verschiedene. Dieses aber variirt vom äusseren Saume der Flamme nach dem Inneren des Flammenmantels zu, und von diesem wieder nach dem inneren Kegel hin.

b) secundär: die Helligkeit, welche bedingt ist durch die sämmtlichen unter a) zusammengestellten Momente.

Durch eine besondere Versuchsreihe habe ich[1]) nachgewiesen, dass der zuletzt genannte Einfluss der veränderten Helligkeit für sich allein keine Veränderung der Wellenlänge der Spectrallinien hervorruft. Wir können uns demnach hier auf die Untersuchung der primären Einflüsse beschränken.

Folgendes sind die Versuche, die ich in dieser Richtung angestellt habe:

1) *Einfluss der Dicke der strahlenden Schicht.* Der Einfluss der vermehrten Dicke der strahlenden Schicht beim Hineinschieben einer Perle in die Flamme ist in so fern begrenzt,

1) H. Ebert, Wied. Ann. **32.** p. 337. 1887.

als die Dicke des Flammenmantels im Maximum nur 8 mm betrug. Um zu prüfen, ob Aenderungen der Schichtendicke innerhalb dieser Grenzen allein eine Aenderung der mittleren Brechbarkeit der Spectrallinien hervorrufen können oder nicht, wurden Schichten verwendet, welche die benutzten mehrfach übertrafen. Zwei Flammen wurden hintereinander vor dem Spalt des Spectralapparates aufgestellt; dieselben wurden in der früher angegebenen Weise durch Zerstäuben von Salzlösungen an zwei vollständig identischen, gläsernen Brennern erzeugt. Dadurch war eine völlig gleichmässige und constante Lichtentwickelung gesichert. Wurde eine nicht allzu starke Salzlösung (bei den Natriumsalzen am besten 1 : 100 molecular) angewendet, so ist bei Anwendung beider Flammen die Helligkeit stark vermehrt, die Homogenität des Lichtes aber immer noch eine solche, dass die Interferenzstreifen deutlich zu sehen sind. Man benutzt alsdann eine leuchtende Schicht, welche die vierfache Dicke der bei den Beobachtungen über Streifenverschiebung verwendeten besitzt, weil die Mäntel der Flammen ringsum von den färbenden Salzpartikelchen vollständig erfüllt sind. Durch Vorschieben und Zurückziehen einer Blechtafel wurde das Licht der zweiten Flamme abwechselnd abgeblendet und zugelassen, und dadurch die Schichtendicke abwechselnd auf die Grösse 2 und 4 gebracht, die Dicke des Flammenmantels gleich 1 gesetzt. Dabei war nie die mindeste Verschiebung der Interferenzstreifen zu bemerken. Durch die Aenderung der Helligkeit wurde zwar das Aussehen der Streifen wesentlich geändert, indem dieselben bei der grösseren Helligkeit der Schichtendicke 4 viel verwaschener erschienen, als bei Anwendung nur einer einzigen Flamme, was nicht zu verwundern ist, da im ersteren Falle viel mehr von den schwächeren Randpartien der Spectrallinien über die Empfindungsschwelle treten. Dagegen blieben die Mitten zweier in gegenseitige Verlängerung gebrachter, dunkler Streifen vollkommen in ihrer gegenseitigen Lage. Demnach kommt bei den vorliegenden Aenderungen der Helligkeit infolge der wechselnden Schichtendicken die asymmetrische Gestalt der Helligkeitscurven, wie sie den einzelnen Spectrallinien entsprechen, ebenso wenig in Betracht, wie bei einer indirecten Schwächung des ausgesandten Lichtes

auf der Bahn, was früher nachgewiesen wurde. Jedenfalls ist der Helligkeitsabfall der Spectrallinien, so lange dieselben noch ihren linienartigen Charakter behalten, ein sehr steiler, und die Verschiedenheit ihrer beiderseitigen Randpartien unmerklich.

Um die Zahl der den Collimator durchsetzenden Strahlen noch weiter zu steigern, ohne an den Lichtquellen selbst irgend eine Veränderung vorzunehmen, wurde hinter den Flammen ein Hohlspiegel von 27 cm Krümmungsradius und 15 cm Durchmesser so aufgestellt, dass sein Krümmungsmittelpunkt zwischen den beiden Flammen lag, und seine Axe mit der des Collimators zusammenfiel; (da der Oeffnungswinkel der durch das Collimatorfernrohr gehenden Strahlenbündel nur etwa $^1{}_{10}$ [in Bogenmaass] war, so wurde von dem Spiegel nur eine centrale Partie von ca. 27 mm benutzt). Die Einstellung geschah in der Weise[1]), dass vor das Ocularende des Beobachtungsfernrohres eine Lichtquelle aufgestellt wurde, deren Strahlen von dem Hohlspiegel, nachdem sie den ganzen Spectralapparat durchlaufen hatten und zur Spaltöffnung ausgetreten waren, in diese zurückgeworfen wurden. Sieht man von den schwachen Absorptionen der Strahlen in der Flamme selbst ab, so kann man also auf diese Weise die achtfache Dicke benutzen. Dabei sind die Streifen ziemlich stark verwaschen, so dass eine weitere Steigerung der Schichtendicke unvortheilhaft sein würde. Bei der successiven Benutzung der Dicken 8, 4, 2 und umgekehrt durch Zwischenhalten einer Blende an verschiedenen Stellen wurde auch hier niemals eine Streifenverschiebung bemerkt.

Wie folgerichtig demnach auch die von Zöllner[2]) aus der Art der Kirchhoff'schen Funktion gezogenen Consequenzen bezüglich der Abhängigkeit der Strahlungen der Randpartien einer isolirten Spectrallinie von der Dicke der leuchtenden Schicht im allgemeinen sind, auf die vorliegenden Fälle dürften sie keine Anwendung finden; jedenfalls sind die hier

1) Gouy, Ann. de chim. et de phys. (5) **18**. p. 44. 1879.

2) Fr. Zöllner, Ber. d. Sächs. Ges. d. Wissensch. math.-phys. Cl. 1870. p. 233.

in Anwendung kommenden Dickenänderungen nicht im Stande, die beobachteten asymmetrischen Verbreiterungen zu erklären.

2) *Einfluss der Temperatur.* Nach den Versuchen von Hrn. Rossetti[1]) ist die Temperatur in derselben Schicht der Flamme eines Bunsen'schen Brenners nahezu dieselbe, dagegen zeigt sich, dass die Temperatur der Flamme in ihren verschiedenen Schichten sehr verschieden ist. So bestimmte Rossetti für eine Flamme, bei welcher 1 Liter Gas mit 3 Litern Luft verbrennt, die Temperatur mit einem Platineisenthermoelement an der Spitze zu 1116°, am äusseren Mantel in Höhe der Spitze des inneren Kegels zu 1070°, an der Basis des inneren Kegels dagegen nur zu 240°. Bei Veränderung der Perlenlage ist demnach die Aenderung der Temperaturen nicht unbeträchtlich. Um den Einfluss der Temperatur auf die Lage der Interferenzstreifen zu prüfen, wurde bei den nach der Zerstäubungsmethode erzeugten homogenen Flammen einmal die Gasmenge bei unverändertem Luftzutritte, dann die Luftmenge bei demselben Gasquantum, welches verbrannt wurde, endlich beides in so weiten Grenzen verändert, als es die zum Zustandekommen einer nicht leuchtenden Flamme nöthigen Bedingungen überhaupt gestatteten.

Der Gaszufluss konnte an der Zuleitung so regulirt werden, dass das unmittelbar vor dem Brenner eingeschaltete Wassermanometer constant 22 mm Wasserdruck anzeigte; die dadurch pro Minute in den Brenner eingeführte Gasmenge war die bei allen Versuchen gewöhnlich benutzte; dabei stand die zugeführte Luft unter dem constanten Drucke von 147 cm Wasser. Durch Einleiten des Gasluftgemisches von dem Brenner in ein Gasometer von bekanntem Volumen (wobei dafür gesorgt war, dass das austretende Gasgemisch nur einen Druck gleich dem der äusseren Atmosphäre zu überwinden hatte), wurde festgestellt, dass in jeder Minute 2,1 Liter Gemisch den Brenner passirte; durch gesonderte Bestimmung der Gas- und Luftmenge wurde das den obigen Drucken entsprechende Mischungsverhältniss zu 1 : 3 bestimmt.

1) Fr. Rossetti, Gazz. chimica It. **7**. p. 422. 1877; Beibl. **1**. p. 615. 1877 u. Atti del Ist. Ven. (5) **4**. p. 1. 1878; Beibl. **2**. p. 333. 1878.

Von diesen normalen Versuchsbedingungen wurde nun mit dem Gasdruck einerseits bis zu 33 mm aufwärts, andererseits bis zu 17 mm abwärts gegangen. Dabei erlitt die Helligkeit, Grösse und der ganze Charakter der Flamme sehr starke Veränderungen, nichtsdestoweniger blieb die Lage der Streifen in dem mit der Flamme erzeugten Interferenzbilde ungeändert.

In einer anderen Versuchsreihe wurde der Druck der Luft von 147 cm successive bis auf 86 cm bei constantem Gaszufluss herabgesetzt; auch hierbei war keine Streifenverschiebung zu beobachten. Endlich wurde gleichzeitig der Luft- und Gaszufluss innerhalb der genannten Grenzen mit demselben Erfolge verändert.

Die Temperatur einer Flamme, wie der hier benutzten, hängt von der Vollständigkeit der sich in ihr abspielenden Verbrennungsprocesse ab; diese ändern sich aber mit dem Mischungsverhältnisse von Luft und Gas sehr wesentlich. So fand Hr. Rossetti bei dem Verbrennen eines Gasgemisches von 1 Raumtheil Luft und 1 Raumtheil Gas die Temperatur der Flammenspitze gleich 1150°, bei einem Gemisch von 1 Theil Gas und 4 Theilen Luft nur gleich 930°, die Temperatur hatte sich demnach nahezu in dem Verhältnisse von 4 zu 3 geändert. Daher ist anzunehmen, dass auch bei den genannten Versuchen die Flammentemperatur innerhalb so weiter Grenzen verändert wurde, um mit den Temperaturverschiedenheiten an verschiedenen Stellen derselben Flamme bei gleichem Mischungsverhältnisse wenigstens angenähert vergleichbar zu sein.

Das hier gefundene Resultat steht scheinbar mit den Versuchen des Hrn. Fievez[1]), wonach eine Temperaturerhöhung allein schon eine starke Verbreiterung der Linien hervorzurufen vermag, in Widerspruch, da mit Rücksicht auf die sicher vorhandene Asymmetrie einer grossen Anzahl von Spectrallinien eine einseitige Verbreiterung und die dieser entsprechenden Wirkungen auf das Interferenzbild zu erwarten ist. Da indess Hr. Fievez starke electrische Entladungen zur Erzeugung sehr hoher Temperaturen angewandt hat, so sind die Versuche nicht vergleichbar.

1) Ch. Fievez, Bull. de l'Ac. Belg. (3) 7. p. 147. 1884.

Entsprechend der Höhe der Gangunterschiede, bis zu welcher ich diese Constanz der Streifenlage beobachten konnte bei den erwähnten Aenderungen an der Flamme, glaube ich für die Versuchsgrenzen den Satz aussprechen zu können: Solange Spectrallinien, welche sich infolge von Temperaturerhöhungen zu verbreitern anfangen, eine gewisse Breite noch nicht überschritten haben, ist ihre mittlere Brechbarkeit fast bis auf Milliontel des eigenen Betrages eine Constante. Dies Resultat dürfte für die astrophysikalischen Anwendungen nicht ohne Bedeutung sein.

Es könnte scheinen, als ob sich bei den soeben beschriebenen Versuchen ausser der Temperatur auch die in der Flamme enthaltene Dampfmenge sehr wesentlich hätte ändern müssen, bei den grossen Veränderungen des Druckes, mit dem in den einzelnen Fällen die Luft durch den Zerstäuber in das Zerstäubergefäss eintrat. Dass dies nur in geringem Umfange der Fall war, davon kann man sich durch folgende Ueberlegung überzeugen.

Man darf annehmen, dass die von der Volumeneinheit Luft aus dem Zerstäubergefässe mitgeführte und in den Brenner gebrachte Menge der zerstäubten Salzlösung bis zu einem gewissen Grade unabhängig von der Geschwindigkeit ist, mit welcher die Luft dem Brenner zuströmt. Macht man diese Annahme, und bezeichnet man mit γ die von der Volumeneinheit fortgeführte Gewichtsmenge der zerstäubten Lösung, so ist bei einem Verbrauche von V Volumeneinheiten Luft in der Zeiteinheit die dem Brenner zugeführte und daselbst zur Verdampfung gebrachte Salzmenge proportional mit $V\gamma$, etwa gleich $kV\gamma$, wo der Factor k durch die Concentration der Salzlösung bestimmt ist. Beträgt der gleichzeitige Gasverbrauch G Volumeneinheiten, so kommen in jeder Volumeneinheit des brennenden Gemisches $kV\gamma/(V+G)$ Gewichtstheile Salz in der Zeiteinheit zur Verdampfung. Aendert man den Luft- und Gasdruck in irgend einer Weise, sodass die entsprechenden Mengen V' und G' werden, so ist die Dampfmenge in der Volumenheit der Flammen gegeben durch $kV'\gamma/(V'+G')$, die Dampfmengen haben sich also in dem Verhältnisse von $V(V'+G')/V'(V+G)$ geändert, d. h. in dem Verhältnisse

$(1 + G' V')$ $(1 + G / V)$. Für die normalen Druckbedingungen (22 mm, resp. 147 cm) war $G V = 1/3$. Die durch den Brenner geflossenen Mengen sind den Wurzeln aus den Drucken proportional, die den beiden extremsten Fällen entsprechenden Werthe von G'/V' sind demnach resp. gleich:

$$\frac{\sqrt{33}}{\sqrt{22}} : \frac{\sqrt{86}}{\sqrt{147}} \quad \text{und} \quad \frac{\sqrt{17}}{\sqrt{22}} : \frac{\sqrt{147}}{\sqrt{147}}.$$

oder rund gleich $^8/_5$, bezw. $^1/_3$. Bei den Aenderungen von Luft- und Gaszufluss innerhalb der oben angeführten Grenzen ist demnach die in der Volumeneinheit der Flamme enthaltene Dampfmenge im Maximum im Verhältnisse 13:9 geändert worden. Die folgenden Untersuchungen zeigen aber, dass eine Aenderung der Dampfmenge innerhalb dieser Grenzen durchaus noch nicht merklich werden kann.

3) *Einfluss der Dampfmenge in der Volumeneinheit.* Dieser wurde in der Weise geprüft, dass durch die oben erwähnte Anordnung unmittelbar hintereinander zwei in der Concentration möglichst verschiedene Salzlösungen zerstäubt wurden. Durch Versuche wurden zunächst die stärksten Concentrationen ermittelt, bei denen die Interferenzstreifen bei dem durch die Platte gegebenen Gangunterschied eben noch sichtbar blieben; die entsprechende Dampfmenge war dabei sehr gross, die Flammenfärbung sehr intensiv. Die untere Grenze war durch die schwächste Concentration gegeben, welche bei vorher sorgfältig durch Ausspülen des Apparates mit Wasser gereinigter Flamme eben noch die Streifen erkennen liess.

Wenn dann durch Umschalten des Dreiweghahnes, durch welchen die Lösungen dem Zerstäuber zuflossen, unmittelbar nacheinander die Dampfmenge von ihrem Minimum zu dem noch verwendbaren Maximum gesteigert wurde, so war stets eine deutliche Streifenverschiebung in dem gewöhnlichen Sinne zu bemerken. Die Streifenverschiebung ging in dem Maasse wieder zurück, als sich die Flamme nach Ausschalten der stärkeren Concentration und Einschalten einer Flasche mit destillirtem Wasser entfärbte, ein Zeichen dafür, dass im gegebenen Falle wirklich nur die vermehrte Dampfmenge

die Ursache der beobachteten, asymmetrischen Verbreiterung der Spectrallinien war.

Dabei zeigte sich durchweg die schon oben besprochene Erscheinung, dass mit zunehmender Dampfmenge die Verbreiterung anfangs nur sehr langsam bis zu einem gewissen Punkte fortschritt, dann aber bei verhältnissmässig nur geringer weiterer Steigerung der Dampfmenge plötzlich eine sehr starke Verbreiterung erfolgte, welche die Interferenzstreifen bald zum Verschwinden brachte.

Hiermit stimmen auch einige Beobachtungen von A. Dewar[1]) überein.

Aus diesen Versuchen folgt, dass auch bei der Aenderung des Perlenortes in der Flamme hauptsächlich die dadurch herbeigeführte Aenderung der Dampfmenge die besprochenen Verschiebungen hervorruft.

Doch war stets die durch die Aenderung der Dampfmenge selbst in den weitesten Grenzen hervorgerufene Streifenverschiebung kleiner, als die bei der Veränderung der Perlenlage beobachtete. So wurde an Platte II, bei welcher mit Natriumlicht Verschiebungen von 1,0—1,5 Streifenbreiten mit der Perle gefunden waren, bei dem Uebergange von einer Concentration von 1 : 4000 zu einer solchen von 1 : 7 nur Verschiebungen von 0,4 Streifenbreiten bemerkt. Dabei waren die Streifen bei der zuletzt genannten Concentration schon sehr verwaschen; ein Heruntergehen mit den Concentrationen bis auf 1 : 10000 führte zu keiner Vergrösserung der Verschiebung; hier musste wegen Mangel an Helligkeit abgebrochen werden.

Nun ist aber die Menge des in der Volumeneinheit der Flamme enthaltenen Dampfes selbst bei Zerstäubung der stärksten, anwendbaren Concentrationen überhaupt noch ziemlich klein gegen die Menge, welche man bei directem Einbringen des Salzes in die Flamme erhält. Um das zu zeigen, habe ich die Quantität Natriumdampf bestimmt, welche in dem Falle, wo die Flammen nach der Zerstäubungsmethode gefärbt werden, und bei dem directen Einbringen einer Salzperle in der Volu-

1) A. Dewar, Proc. Roy. Inst. Lond. 1. April 1887. p. 4.

meneinheit des verbrennenden Gasluftgemisches enthalten ist. Diese Versuche gestatten auch ein Urtheil über die Emissionsfähigkeit der Metalldämpfe; sie ergeben die Grössenordnung, welche die zu einer Flammenfärbung von bestimmter Helligkeit nöthigen Dampfmengen besitzen.

Die Menge des in der Zeiteinheit dem Brenner zugeführten Flüssigkeitsstaubes wurde dadurch bestimmt, dass ein Chlorcalciumrohr auf den Brenner gesetzt, und destillirtes Wasser eine Stunde lang zerstäubt wurde. Die Gewichtszunahme des Chlorcalciumrohres betrug nach dieser Zeit bei zwei unter einander sehr gut übereinstimmenden Versuchen sehr nahe 2 g; diese Grösse stellt eine untere Grenze der durch den Brenner gegangenen Flüssigkeitsmenge dar. Die Chlorcalciumstücke waren dabei locker genug in das Rohr geschüttet, dass durch Vorsetzen desselben der Ausfluss des Gasluftgemenges nicht gehindert wurde, wovon ich mich direct in der Weise überzeugte, dass ich die Ausflusszeit der Luft zwischen denselben Druckgrenzen (147 und 80 cm) mit und ohne vorgelegtem Chlorcalciumrohr bestimmte, wobei ich in einem Falle 90, im anderen 91 Secunden fand. Eine obere Grenze giebt die Differenz der Gewichte der in der Zerstäuberbirne vor und nach dem Versuche enthaltenen Wassermengen, welche beide mal sehr nahe 3 g betrug. In der Minute passiren den Brenner demnach $^1/_{30}$ g Wasser, oder da wir hier jedenfalls die Unterschiede des specifischen Gewichts und der Zähigkeit vernachlässigen können, $^1/_{30}$ g Lösung. In dem Falle, wo eine Chlornatriumlösung zerstäubt wurde, welche 1 g Natrium auf 7 g Wasser enthielt, kam demnach in einer Minute $^1/_{210}$ g Natrium in der Flamme zum Verdampfen; diese Dampfmenge vertheilte sich auf 2100 ccm Gasluftgemisch, die Volumeneinheit der Flamme enthielt demnach etwa $^1/_{441\,000}$ g des Metalldampfes.

Wenn in dieselbe Flamme beim Zerstäuben von destillirtem Wasser eine Perle von ausgeglühtem Chlornatrium mitten in den Flammenmantel (18 mm über dem Platinnetze) gebracht wurde, so wurde etwa $^1/_3$ des Flammenmantels gefärbt. Durch Wägen des die Perle tragenden Platindrahtes vor und nach dem Versuche wurde mit grosser Uebereinstimmung der verschiedenen Versuche gefunden, dass bei einer möglichst

starken Dampfentwickelung, bei der die Interferenzen nur noch bis zu 10000 λ Gangunterschied verfolgt werden konnten, in einer Minute etwa 20 mg Salz, also ca. 8 mg Natrium verdampften. Diese vertheilen sich auf ca. 700 ccm Gasluftgemisch, die Volumeneinheit enthält demnach ca. $^1/_{90000}$ g Natrium, also etwa fünfmal mehr, als bei der stärksten zerstäubten Salzlösung.

Hieraus erklärt sich die geringere erreichbare Verschiebung bei den nach der Zerstäubungsmethode erzeugten Dichteunterschieden gegenüber den bei directem Einführen der Metalle durch Salzperlen erzielten vollkommen.

4) *Einfluss der chemischen Processe.* Die in den Flammen sich abspielenden Verbrennungsprocesse sind sehr verwickelter Natur; speciell in dem Falle, wo wir die Flamme durch Einführen eines Metallsalzes färben. Indess zeigen die Versuche, bei denen die Zusammensetzung des Gasluftgemisches in sehr weiten Grenzen verändert wurde, und bei denen die Streifenlage unverändert blieb, dass ein Einfluss der wechselnden chemischen Vorgänge, wenn überhaupt vorhanden, jedenfalls von sehr untergeordneter Bedeutung ist.

Aus den obigen Versuchen ergiebt sich also:

1) In allen sechs untersuchten Fällen (K_α, Li_α, Na_α, Tl_α, Sr_δ, K_β) ist die Verbreiterung der Linien nach dem minder brechbaren Ende des Spectrums hin stärker, als nach der entgegengesetzten Seite.

2) Die Verbreiterung wird wesentlich durch die Vermehrung der Dampfmenge hervorgerufen. —

Nach der molecularen Theorie der Strahlung müssen wir bei den inneren, durch Erregung des umgebenden Aethers zu Lichtschwingungen Veranlassung gebenden Bewegungen unterscheiden zwischen den auf den freien Bahnen der Molecüle ausgesandten Bewegungen und denen, welche von den Molecülen ausgehen, während sie sich in ihren gegenseitigen Wirkungssphären befinden. Die ersteren lassen sich immer aus einfachen Schwingungen zusammensetzen, für welche das Kraftgesetz durch die Differentialgleichung gegeben ist:

$$\frac{d^2x}{dt^2} = f(x, a, b, c),$$

wo a b, c von der Aetherelasticität und der Gestalt der Molecüle abhängige Constanten bedeuten, also aus einfachen Sinusschwingungen. Dieselben geben zu isolirten, scharfen Spectrallinien Veranlassung. Zu diesen Schwingungen gesellen sich aber in jedem Momente mehr oder weniger solche, welche von Molecülen ausgesendet werden, die sich gerade in der gegenseitigen Wirkungssphäre befinden. Für diese gilt nicht mehr das obige einfache Kraftgesetz, sondern ein anderes; wir müssen uns dasselbe von solcher Gestalt denken, dass aus ihm Nebenschwingungen folgen, d. h. Schwingungen, deren Periode unendlich wenig von denen der Schwingungen auf der freien Bahn verschieden ist. Die Uebereinanderlagerung aller dieser gestörten Schwingungsbewegungen giebt zu einer Verbreiterung der Spectrallinien Veranlassung. Dabei ist die Entfernung einer Nebenschwingung von der Grundschwingung um so grösser, je tiefer die Störung in die Schwingungsweise des Molecüls eingreift.

Vermehrt man die Temperatur, so steigert man die molecularen Geschwindigkeiten und damit die Zahl der Zusammenstösse. In einem Gasgemisch, in dem sich ein leuchtender Dampf befindet, wird bei der Steigerung der Temperatur die Zahl der zwischen gleichartigen Molecülen stattfindenden Zusammenstösse nicht stark vermehrt, da die in der Volumeneinheit enthaltene Zahl derselben, wie die oben durchgeführten Berechnungen zeigen, verschwindend klein gegen die Zahl der vorhandenen Gasmolecüle ist. Nun sind es aber wesentlich nur die Zusammenstösse gleichartiger Molecüle, welche erfahrungsgemäss eine tiefere Veränderung der inneren Schwingungsweisen hervorzurufen vermögen. Eine Temperatursteigerung allein, bei constanter Zusammensetzung, vermag also nur eine verhältnissmässig geringe Verbreiterung der Spectrallinien hervorzurufen.

Wenn wir dagegen die in der Volumeneinheit enthaltene Dampfmenge steigern, so kommen viel häufiger gleichartige Molecüle zum Zusammenprall, die Verbreiterung der Linien wird demnach eine viel erheblichere sein. Dies stimmt vollständig mit den oben gefundenen experimentellen Daten überein.

Warum bei diesem Verbreiterungsprocesse aber immer eine stärkere Verbreiterung nach dem Roth hin stattfindet,

lässt sich auf Grund der bis jetzt gewonnenen Einsichten in das Wesen des Leuchtens noch nicht klar erkennen. Hr. Liveing[1]) denkt sich die gleichartigen materiellen Theilchen, wenn sie in ihre gegenseitige Wirkungssphäre kommen, in der Weise aufeinander wirken, dass sie sich gleich zu stimmen suchen, d. h. eine einzige resultirende Schwingungsform in dem umgebenden Aether anzuregen streben. Die Versuche zeigen, dass dabei im allgemeinen Schwingungen von längerer Periode resultiren.

Etwas ganz Aehnliches findet bei den Fluorescenzerscheinungen in den Körpern statt, welche dem Stokes'schen Gesetze gehorchen. Hier werden auch bei der Einwirkung von Schwingungen kürzerer Periode solche von längerer Periode angeregt. Stokes[2]) hat versucht, diese Erscheinung aus mechanischen Betrachtungen über die Art der Schwingungen im Molecül abzuleiten. Indessen haben die Discussionen nach dieser Richtung noch nicht den erforderlichen Grad von Strenge erreicht, dass man aus ihnen die zuletzt genannten Erscheinungen vollständig zu erklären vermag.

Zum Schlusse drängt es mich, Hrn. Prof. Dr. Eilh. Wiedemann, für die vielseitige Anregung und Unterstützung, die er mir auch bei dieser Arbeit hat zu Theil werden lassen, meinen wärmsten Dank auszusprechen.

Erlangen, Physik. Inst. der Univ. Februar 1888.

1) G. D. Liveing, Chemical equilibrium, the result of the dissipation of energy. Cambridge 1885. p. 92.

2) G. G. Stokes, Pogg. Ann. Ergbd. 4. p. 326f. 1854.

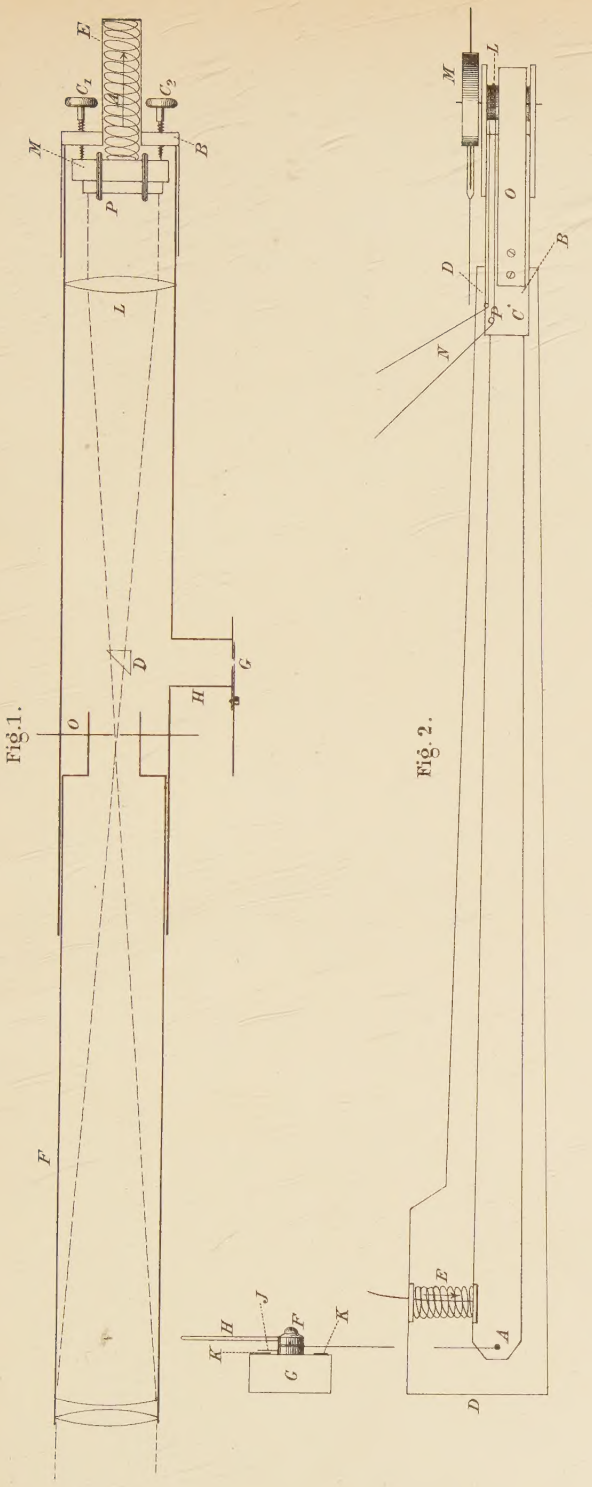

Fig. 1.

Fig. 2.

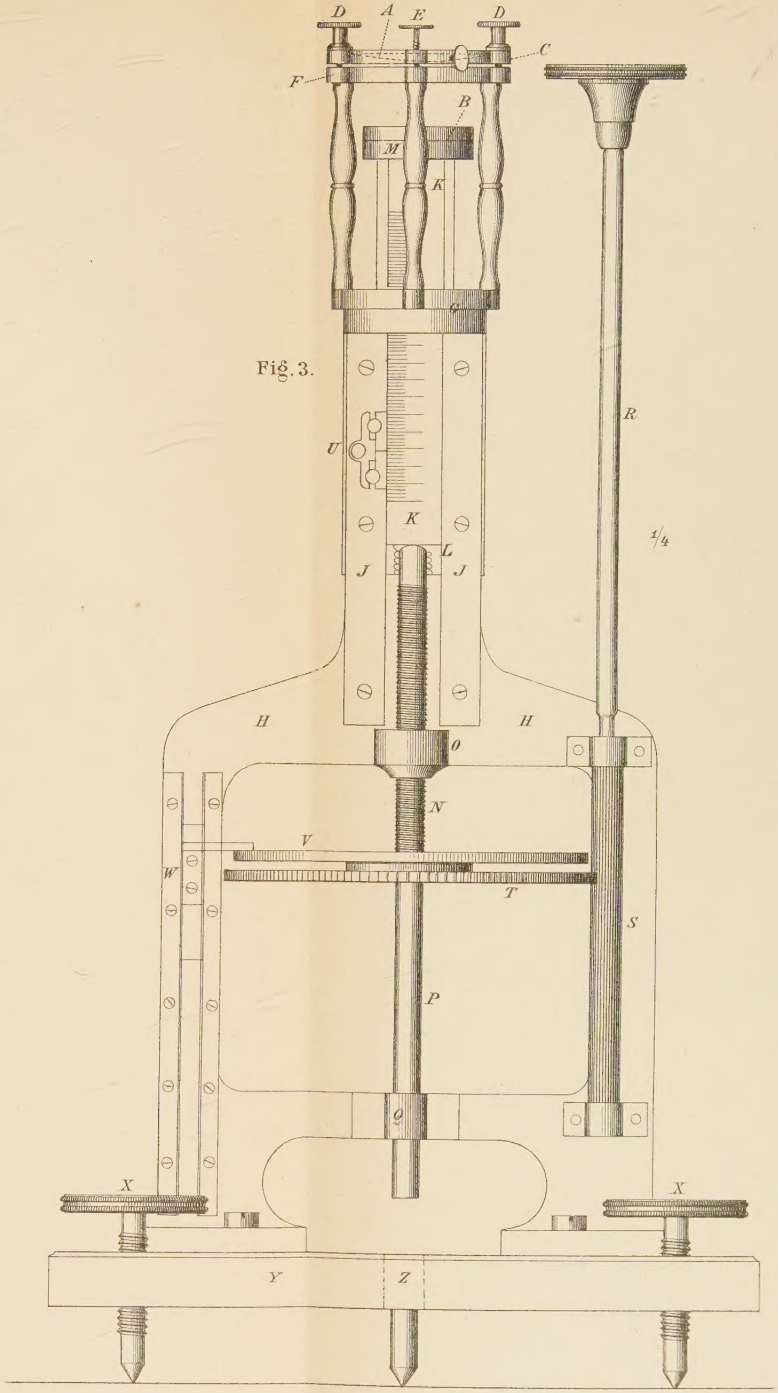

Fig. 3.